

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України  
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**КОЛОБРОДОВ МИКИТА СЕРГІЙОВИЧ**

УДК 681.758

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ  
СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ**

Спеціальність 152 – Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ М.С. Колобродов

Науковий керівник: Тимчик Григорій Семенович,  
доктор технічних наук, професор

Київ – 2020

## АНОТАЦІЯ

Колобродов М.С. Підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів. – Кваліфікаційна робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка» – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2020.

Дисертаційна робота присвячена вирішенню наукової задачі підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів (КОС), які входять до складу оптичних систем обробки інформації, шляхом узгодження параметрів їх компонентів.

Практично в усіх високорозвинених країнах досліджуються когерентні оптичні системи обробки інформації. Значних успіхів досягнуто у наукових лабораторіях під керівництвом відомих вчених: Дж. Гудмена, К.Е. Окан, Д. Кейсесента, Г. Старка, Ф. Т.С. Юу, А.В. Лохманн (USA); Yoshiaki Ichioka, Tsuyoshi Konishi, Toshiaki Iwai (Japan); M. Schmid (Germany); А.А. Акаєва, С.А. Майорова, О.Н. Литвиненка, С.Б. Гуревича (СРСР); Тимчика Г.С. (Україна); Богатирьової В.В. (Росія). У цих лабораторіях, в основному, досліджуються фізичні основи і математичне моделювання принципів побудови оптичних систем обробки сигналів, і практично відсутні дослідження приладів, побудованих на основі таких систем.

Основним елементом оптичних систем обробки інформації є когерентний оптичний спектроаналізатор. Теоретичні основи роботи спектроаналізаторів базуються на скалярній теорії дифракції Френеля, яка наближено описує розповсюдження світла в параксіальній області. Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів. У той же час практично відсутня науково-технічна література, що присвячена методам проектування оптичних систем, покладених в основу таких спектроаналізаторів [8].

У даній дисертації досліджуються шляхи підвищення ефективності КОС, що базуються на створенні нових спектроаналізаторів, які здатні обробляти, формувати і вимірювати просторові спектри двовимірних сигналів (зображень), що змінюються в часі і просторі. Підвищення ефективності досягається за рахунок використання в КОС вхідного транспаранта у вигляді просторово-часового дискретного модулятора світла і реєстратора просторового спектра за допомогою матричного приймача випромінювання (МПВ). Узгодження параметрів модулятора, фур'є-об'єктива і МПВ дозволила покращити технічні характеристики КОС. Під узгодженням розуміється вибір параметрів компонентів КОС, які дозволяють отримати підвищені характеристики КОС. Критерієм ефективності є запропоновані автором параметри (технічні характеристики) КОС: частота зміни вхідних сигналів; робочий діапазон просторових частот; просторова смуга пропускання; просторове спектральне розділення.

**Метою** дисертаційної роботи є підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів, які дозволяють вимірювати просторові спектри вхідних сигналів (зображень), що змінюються в реальному масштабі часу, за рахунок використання матричних модуляторів світла і приймачів випромінювання, і отримання підвищених технічних характеристик спектроаналізаторів шляхом узгодження параметрів їх компонентів.

У дисертації вперше отримані такі нові наукові результати:

1. Вперше розроблено фізико-математичну модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора, який використовує для вводу оптичного сигналу матричний модулятор світла, а для реєстрації просторового спектра – матричний приймач випромінювання, що дозволило розробити метод розрахунку сигналу на виході приймача випромінювання, який являє собою набір дифракційних максимумів, залежних від просторового спектра досліджуваного сигналу.
2. Вперше отримано аналітичний вираз для розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти оптичного сигналу за допомогою когерентного оптичного спектроаналізатора, яка обумовлена параксіальним наближенням при дифракції Френеля, що дозволило встановити залежність

похибки вимірювання просторової частоти від кута дифракції.

3. Вперше розроблено методи розрахунку технічних характеристик когерентного оптичного спектроаналізатора, а саме: робочого спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення, що дозволило узгодити параметри модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання з метою підвищення ефективності використання когерентного оптичного спектроаналізатора.
4. Запропоновано нову характеристику когерентного оптичного спектроаналізатора – просторову смугу пропускання, що одночасно враховує параметри модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання, оптимальна ширина якої дозволила підвищити спектральне розділення на 20-30%.

**Практичне значення** одержаних результатів для галузі оптичного приладобудування полягає в тому, що розроблені теоретичні і практичні засади побудови спектроаналізаторів дозволили створити новий клас ефективних цифрових КОС.

Практичні результати, які отримані в дисертації, дозволили:

1. Отримати аналітичні формули для розрахунку основних характеристик КОС, а саме: робочого спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення.
2. Розробити когерентний оптико-електронний цифровий процесор обробки зображень, отриманих за допомогою телевізійних або тепловізійних камер.
3. Отримати практичні рекомендації по вибору компонентів КОС: освітлювальної системи, просторово-часового модулятора світла, ПЗЗ-матриці (ПЗЗ – пристрій з зарядовим зв'язком) для створення діючого експериментального стенду оптичної системи обробки зображень.
4. Розробити методи вимірювання характеристик КОС та провести експериментальні дослідження стенду спектроаналізатора.

Отримані у дисертації нові результати використані у державних науково-дослідних роботах: «Розробка теоретичних засад проектування елементів дифракційної оптики та систем на їх основі» (ДР №0109U001507); «Оптико-цифровий процесор для обробки зображень в тепловізійних системах спостереження» (ДР №0118U002070); «Розробка нових критеріїв якості зображення тепловізійних систем спостереження різного призначення і апаратури для їх визначення» (ДР №0117U002300); «Оптико-цифровий процесор для обробки зображень в тепловізійних системах спостереження» (ДР №0118U002070); в НДР «Аванпроект зі створення сканера надвисокої роздільної здатності. Складова частина: розробка матеріалів у частині когерентного цифрового оптико-електронного процесора для обробки космічних знімків» (Замовник КП СПБ «Арсенал»).

Таким чином, дослідження процесів, що відбуваються у КОС та взаємне узгодження параметрів компонентів спектроаналізатора з метою підвищення його ефективності, є актуальною науковою задачею, що стоїть перед оптико-електронними системами обробки інформації.

У дисертації на основі скалярної теорії дифракції Френеля проведено аналіз поширення когерентного світла через узагальнену оптичну систему КОС, яка складається із лазера, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і матричного приймача випромінювання (МПВ). Якщо транспарант розташований в передній фокальній площині об'єктива, то в задній фокальній площині об'єктива формується розподіл амплітуди поля, який пропорційний просторовому спектру вхідного сигналу (коефіцієнту пропускання транспаранта). Проведені дослідження методичної похибки вимірювання просторової частоти спектра сигналу за допомогою КОС показали, що відомі формули, які застосовуються для визначення просторової частоти спектра сигналу, справедливі тільки для параксіальної області. Розроблено новий метод розрахунку відносної похибки, застосування якого на прикладі заданого спектроаналізатора показало, що наближення Френеля в межах кута дифракції від  $0^\circ$  до  $10^\circ$  забезпечує відносну похибку меншу за 1,5% [8].

Обґрунтовано, що використання у цифрових КОС (ЦКОС) матричних пристроїв вводу і виводу оптичних сигналів дозволяє досліджувати і обробляти двовимірні

оптичні сигнали, які змінюються в просторі і часі. Однак це вимагає перетворення вхідного і вихідного сигналу в дискретну цифрову форму, що спотворює просторовий спектр сигналу на виході ЦКОС. Для дослідження таких спотворень необхідно розробити фізико-математичну модель ЦКОС, який використовує матричні модулятори світла і МПВ.

Розглянуто математичну модель сучасного ЦКОС, узагальнена схема якого складається з послідовно розташованих елементів: лазера, освітлювальної оптичної системи, просторового модулятора світла (ПМС), фур'є-об'єктива та матричного приймача випромінювання. Фізико-математична модель ЦКОС, враховує дискретний характер ПМС та МПВ. Запропоновано моделі окремих компонентів ЦКОС. Обґрунтовано вибір основних характеристик КОС та розроблено на основі запропонованої моделі КОС методи розрахунку цих характеристик. Запропоновано для визначення ефективності КОС використовувати такі характеристики: робочий діапазон просторових частот; просторову смугу пропускання (ПСП) (SBP – Spatial Bandwidth Product); просторове спектральне розділення; похибку вимірювання просторової частоти. Найбільш важливою характеристикою є ПСП, яка визначається числом роздільних точок, які здатний формувати спектроаналізатор.

При проектуванні КОС важливо забезпечити необхідні наведені вище характеристики. Було розглянуто методи розрахунку характеристик КОС, коли у якості вхідного тест-об'єкта обрано непрозорий екран з прямокутним отвором. Отримано функцію для розрахунку ПСП, дослідження якої показало, що КОС має максимальну смугу пропускання, коли розмір вхідного транспаранта дорівнює радіусу вхідної зіниці фур'є-об'єктива. Дослідження характеристик КОС показало, що:

1. Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи КОС. Гранична максимальна просторова частота чим більша, тим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань [8,10]. Одночасно необхідно враховувати розміри МПВ.

2. Підвищити спектральне розділення можливо вибором МПВ з меншими розмірами пікселя та збільшенням фокусної відстані об'єктива. Компроміс вирішується заданими вимогами до характеристик КОС [8].

Розглянуто застосування запропонованого методу для розрахунку ПСП КОС, який має такі параметри: розмір вхідного транспаранта 25 мм; фокусна відстань і діаметр вхідної зіниці об'єктива 100 мм і 50 мм відповідно; довжина хвилі лазера 0,6328 мкм; ПЗЗ-матриця має  $24 \cdot 10^6$  пікселів і розмір чутливої площадки  $36 \times 24$  мм<sup>2</sup>. Для такого КОС ПСП ( $SBP$ ) = 4900.

Розглянута можливість покращення характеристик КОС шляхом використання у якості фур'є-об'єктива дифракційних лінз [8]. На відміну від сферичних лінз, дифракційні лінзи формують якісніше зображення за рахунок виправлення аберацій.

Особливо важливою умовою використання дифракційної лінзи у КОС є забезпечення лінійної залежності між координатами у фокальній площині об'єктива та просторовими частотами у спектрі вхідного транспаранта [8].

Розглянуто приклад розрахунку граничних характеристик КОС, що використовує гелій-неоновий лазер з довжиною хвилі випромінювання 632,8 нм і дифракційно обмежений фур'є-об'єктив з фокусною відстанню 100 мм. У задній фокальній площині об'єктива встановлена камера з ПЗЗ-матрицею формату  $4000 \times 2624$ , яка має пікселі з розміром  $5,9 \times 5,9$  мкм. Розмір чутливої площадки матриці  $23,6 \times 15,5$  мм<sup>2</sup>. Вхідний транспарант діаметром 25 мм розташований в передній фокальній площині об'єктива. Встановлено, що обмеження у спектральному розділенні КОС обумовлені: вхідним транспарантом становлять  $0,04$  мм<sup>-1</sup>; об'єктивом –  $0,049$  мм<sup>-1</sup>; МПВ –  $0,15$  мм<sup>-1</sup>. Для узгодження ПЗЗ-матриці з оптичною системою КОС розмір пікселя повинен складати 1,5 мкм. Реальні ПЗЗ-матриці мають більші розміри пікселів, які і обмежують просторове спектральне розділення КОС [8].

На основі розробленої фізико-математичної моделі ЦКОС обґрунтовані особливості використання матричних модуляторів світла, а саме [8]:

1. Розподіл амплітуди поля у площині спектрального аналізу КОС являє собою результат суми дифракційних максимумів, які залежать від просторового спектра

зображення, що спотворений імпульсним відгуком спектроаналізатора. Положення максимумів визначається періодом матричної структури ПМС, їх ширина – розміром модулятора.

2. Мінімальні спотворення при вимірюванні спектра зображення будуть у тому випадку, коли у формуванні розподілу амплітуди поля в площині аналізу приймає участь тільки максимуми нульового порядку [8].

3. Максимальна смуга пропускання процесора буде у випадку, коли радіус вхідної зіниці об'єктива дорівнює розміру (діагоналі) матриці модулятора. При цьому розмір матриці приймача повинен дорівнювати розміру модулятора.

4. Дифракційна ефективність кожного максимуму визначається, перш за все, відношенням площі прозорої частини пікселя до його повної площини.

Таким чином, використання дискретного модулятора світла і МПВ дозволяє створити новий клас ЦКОС, який у поєднанні з комп'ютерною технікою значно розширює їх спільні функціональні можливості. Головною особливістю такого ЦКОС є перехід від неперервного вхідного оптичного сигналу (зображення) і його спектра до їх дискретних значень, що призводить до спотворення вимірюваного спектра. Ці спотворення визначаються імпульсним відгуком і когерентною передавальною функцією оптичної системи [8].

Для підтвердження результатів проведених теоретичних досліджень КОС було розроблено і створено лабораторний стенд оптичного спектроаналізатора, який дозволив провести такі дослідження: вимірювання розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом; визначення відповідності положення дифракційних максимумів в площині спектрального аналізу їх просторовій частоті; вимірювання спектрів тест-об'єктів, отриманих з використанням двох лазерів з різними довжинами хвиль; вимірювання узагальнених характеристик КОС [8,81]. Розроблено нові методи вимірювання узагальнених характеристик КОС, а саме: робочого просторового спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення, похибки вимірювання просторової частоти. Запропоновано новий метод вимірювання робочого діапазону просторових частот, в якому тест-об'єктом обрано дифракційну ґратку. Для



вимірювання просторового спектрального розділення запропоновано використовувати дифракційну ґратку з постійним періодом, а зменшення періоду (збільшення просторової частоти) досягається за рахунок зміни кута падіння лазерного пучка на ґратку.

Наведені експериментально отримані дифракційні картини від тест-об'єктів у вигляді щілини, круглої діафрагми, дифракційної ґратки, вимірювання інтенсивності яких підтвердили результати теоретичного моделювання. Отримано просторові спектри прозорої двовимірної структури, дослідження яких дозволяє визначити середні розміри і дисперсію розмірів комірок тканини [79]. Такий метод може знайти широке використання у текстильній промисловості. Отримані у дисертації результати досліджень були використані на КП СПБ «Арсенал», що підтверджується актом впровадження.

**Ключові слова:** когерентний оптичний спектроаналізатор, матричний приймач випромінювання, просторовий модулятор світла, просторова смуга пропускання, просторовий спектр, фур'є-об'єктив.

## SUMMARY

Kolobrodov M.S. Increasing the efficiency of coherent optical spectrum analyzers. Qualification scientific work manuscript copyright.

Thesis for the scientific degree of Doctor of Philosophy on speciality 152 "Metrology and information-measuring equipment". – National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv, 2020.

The questions of increasing the efficiency of coherent optical spectrum analyzers (COSA) as a part of optical processing systems by coordinating the parameters of their components are considered in dissertation work.

The first section discusses methods and systems of optical information processing that use optical radiation as a signal information carrier for its processing. The advantage of this usage is that the light field is more informative than electric current. COSA is the main component of such systems.

Based on the scalar theory of Fresnel diffraction, the analysis of the propagation of coherent light through the generalized optical system of the COSA was fulfilled. The optical system consists of a laser, an input transparent, a Fourier lens and a matrix detector (MD). If the transparent is located in the front focal plane of the lens, then in the back focal plane of the lens an amplitude distribution is formed which is proportional to the spatial spectrum of the input signal (the transmittance of the transparent). Conducted researches of the methodical error of measuring the spatial frequency of the signal spectrum using COSA have shown that the known formulas, which are used to determine the spatial frequency of the signal spectrum, are valid only for the paraxial region. A new method for the calculation of the relative error is developed. Usage of the method on the example of a given spectrum analyzer showed that the Fresnel approximation within the diffraction angle from  $0^\circ$  to  $10^\circ$  provides relative error of less than 1.5%.

It is substantiated, that using of matrix input and output devices of optical signals in digital COSA (DCOSA) allows one to research and process two-dimensional optical signals that change in space and time. However, this requires converting the input and output signal into a discrete digital form, which distorts the spatial spectrum of the signal at the output of the DCOSA. To research such distortions, it is necessary to develop a physical and mathematical model of a DCOSA that uses matrix modulators of light and MD.

The second section discusses the mathematical model of the modern DCOSA. It's generalized scheme consists of sequentially located elements: laser, an illuminated optical system, spatial light modulator (SLM), Fourier lens, and matrix detector (MD). The physical and mathematical model of the DCOSA takes into account the discrete nature of the SLM and the MD. Models of individual components of the COSA are proposed.

In the third section, the choice of the basic characteristics of the COSA is substantiated and methods for calculating these characteristics are developed on the basis of the proposed model of COSA. It is proposed to use the following characteristics to determine the efficiency of the COSA: operating range of spatial frequencies; spatial bandwidth product (SBP); spatial spectral resolution; energy resolution; spatial frequency measurement errors. The SBP is the most important characteristic, which is determined by the number of

separation points that the spectrum analyzer is capable to generate. This band is analogous to the operating spectral range.

When designing a COSA, it is important to provide the necessary specifications mentioned above. The methods for calculating the characteristics of the COSA were considered when an opaque screen with a rectangular hole was selected as the input test object. The function was obtained for calculating the SBP. The research of the function showed that the COSA has a maximum bandwidth when the size of the input transparent is equal to the radius of the entrance pupil of the Fourier lens.

The research of the characteristics of the COSA showed that:

1. The operating range of spatial frequencies is limited by the parameters of the optical system of the COSA. The maximum spatial frequency is greater, the larger is the diameter of the aperture diaphragm of the lens and the smaller is its focal length. At the same time, the dimensions of the MD must be taken into account.
2. One can increase the spectral resolution by choosing a MD with smaller pixels and increasing the focal length of the lens.
3. The energy resolution depends on the parameters of the MD and the relative aperture of the Fourier lens, i.e. the higher is the relative aperture of the Fourier lens, the higher the energy resolution will have the COSA.

The application of the proposed method for calculating the SBP of the COSA has been considered. The COSA has the following parameters: input transparent size 25 mm; focal length and diameter of the entrance pupil of the lens 100 mm and 50 mm, respectively; laser wavelength 0.6328 microns, CCD has  $24 \cdot 10^6$  pixels and the size of the sensitive surface is  $36 \times 24$  mm. For such a COSA,  $SBP = 4900$ .

The possibility of improving the performance of COSA by using diffraction lenses as a Fourier lens is considered. Unlike spherical lenses, diffraction lenses form a high-quality image by correcting aberrations.

A particularly important condition for using a diffraction lens in the COSA is to provide it with a linear relationship between the focal plane coordinates of the lens and the spatial frequencies in the input spectrum.

An example of the calculation of the limit characteristics of the COSA using a helium-neon laser with a wavelength of 632.8 nm and a diffraction-limited Fourier lens with a focal length of 100 mm is considered. In the back focal plane of the lens installed a CCD camera with format  $4000 \times 2624$  with pixel size  $5.9 \times 5.9$  microns. The size of sensitive area is  $23,6 \times 15,5$  mm<sup>2</sup>. Input transparent with diameter 25 mm is located in the front focal plane of the lens. It is established that the limitation in the spectral resolution of the COSA is due to: the input transparent is  $0,04$  mm<sup>-1</sup>; the lens is  $0,049$  mm<sup>-1</sup>; the MD is  $0,15$  mm<sup>-1</sup>. The pixel size should be 1.5 microns in order to align the CCD with the optical system of COSA.

In order to obtain formulas for calculating the main characteristics of the DCOSA, a method for determining the video signal at the output of the MD of the spectrum analyzer was developed. This method takes into account the discrete structures of the modulator and the MD and allows to optimize the parameters of the components of the DCOSA. The characteristics of the DCOSA are investigated, which are limited by the diffraction effects and the matrix structure of the input and output devices (optical signal) in order to optimize the parameters of the spectrum analyzer.

On the basis of the developed physic and mathematical model of DCOSA, the features of using matrix light modulators are justified. Namely:

1. The field amplitude distribution in the COSA spectral analysis plane is the sum of diffraction maximums that depend on the spatial image spectrum, which is distorted by the impulse response of the spectrum analyzer. The position of the maximum is determined by the period of the matrix structure of the SLM, their width is determined by the size of the modulator.
2. Minimal distortions in the measurement of the image spectrum will be when only zero order maximum are involved in the formation of the field amplitude distribution in the analysis plane.
3. The maximum bandwidth of the processor will be when the radius of the input pupil of the lens is equal to the size (diagonal) of the modulator matrix. The size of the matrix detector should be the size of the modulator.
4. The diffraction efficiency of each maximum is determined primarily by the ratio of the area of the transparent part of the pixel to its full plane.

Thus, the use of a discrete light modulator and an MD allows to create a new class of DCOSA, which in combination with computer technology greatly enhances their functionality. The main feature of DCOSA is the transition from continuous optical input signal (image) and its spectrum to their discrete values, which leads to distortion of the measured spectrum. These distortions are determined by the impulse response and the coherent transfer function of the optical system.

In the fourth section the results of an experimental research of COSA are presented. To confirm the results of the theoretical researches of COSA, which were presented in section 3, a laboratory model of an optical spectrum analyzer was developed and created. It allowed the following researches: measurement of the light intensity distribution in the diffraction image generated by the test object; determining the position of the diffraction maximum in the plane of the spectral analysis of their spatial frequency; measuring the spectrum of test objects obtained from the use of two lasers with different wavelengths; measurement of generalized characteristics of COSA. New methods for measuring the general characteristics of COSA have been developed, namely: operating spatial spectral range, spatial bandwidth product, spatial spectral resolution, and spatial frequency measurement error. A new method for measuring the operating frequency range was proposed in which a test object is selected is a diffraction grating. It is proposed to use a constant-period diffraction grating to measure spatial spectral resolution, and a reduction in the period (increase in spatial frequency) is achieved by changing the angle of incidence of the laser beam on the grating.

The experimentally obtained diffraction images are given from the test objects in the form of a slit, a circular aperture, a diffraction grating, whose intensity measurements were confirmed by the results of theoretical modeling. Spatial spectrum of a transparent two-dimensional structure are obtained. The research of the spectrum allows to obtain the average sizes and dispersion of the sizes of unit fabrics. This method can be widely used in the textile industry. The results of the research obtained in the dissertation were used at the ARSENAL Special Device Production State Enterprise, which is confirmed by the act of implementation.

**Key words:** coherent optical spectrum analyzer, matrix detector, spatial light modulator, spatial bandwidth product, spatial spectrum, Fourier lens.

### Список публікацій здобувача за темою дисертації

1. Колобродов М.С. Проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів: монографія / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов // К: Вид-во «Політехніка». – 2019. – 224 с.  
*Здобувачем написано п'ятий розділ монографії – Рекомендації по вибору параметрів компонентів макета ЦКОС.*
2. Kolobrodov M.S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, V.I. Mykytenko, M.S. Kolobrodov // Optica Applicata. – 2017 (vol.47). – no.2. – pp. 273–282.  
(Закордонне видання (Польща), індексується в наукометричних базах Scopus, SciFinder, Compendex, Web of Science).  
*Здобувачем отримано формули для розрахунку імпульсного відгуку і передавальної функції, які дозволяють аналізувати і оптимізувати основні характеристики цифрового КОС.*
3. Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / Г.С. Тимчик, К.А. Нгуєн, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2014. – №5. – С. 119 – 123. (Видання індексується в наукометричних базах WorldCat, DOAJ, EBSCO, Index Copernicus).  
*Здобувачем досліджено розмір матриці приймача випромінювання, який не впливає на спектральне розділення когерентного оптичного спектроаналізатора.*
4. Колобродов М.С. Методична похибка оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». –

2015. – №5. – С. 97 – 102. (Видання індексується в наукометричних базах WorldCat, DOAJ, EBSCO, Index Copernicus).

*Здобувачем розроблена фізико-математична модель оптичного спектроаналізатора.*

5. Колобродов М.С. Просторова смуга пропускання оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Вісник КрНУ ім. Михайла Остроградського. – 2015. - №5. – С. 50 – 55. (Видання індексується в Ulrich's Web Global Serials Directory, eLIBRARY, Index Copernicus, Polish Scholarly Bibliography, Infobase Index, Inspec, Open Academic Journals Index, Google Scholar, CiteFactor» i Scientific Indexing Services).

*Здобувачем отримано рівняння для розрахунку параметра просторової смуги пропускання як для параксіальної області, так і для довільної області спектрального аналізу в оптичній системі оптичного спектроаналізатора.*

6. Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016. – №1. – С. 108– 116. (Видання індексується в наукометричних базах WorldCat, DOAJ, EBSCO, Index Copernicus).

*Здобувачем проаналізовано способи розширення геометричної смуги пропускання когерентного оптичного спектроаналізатора.*

7. Колобродов Н.С. Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, Н.С. Колобродов // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparotobuduvannia. – 2016. – Iss. 67. – pp. 71-76. (Видання індексується в наукометричних базах Web of Science, WorldCat, OpenAIRE, DOAJ).

*Здобувачем досліджено розподіл амплітуди світлового поля в площині спектрального аналізу цифрового КОС.*

8. Kolobrodov M.S. Influence of the Matrix Structure of the Modulator and Detector on the Optical Spectrum Analyzer Output Signal / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov, M.M. Lutsiuk // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparotobuduvannia, 2018, Iss. 72, pp. 78–85. (Видання індексується в

наукометричних базах Web of Science, WorldCat, OpenAIRE, DOAJ).  
*Здобувачем досліджено сигнал на виході матричного приймача випромінювання та проведено аналіз спектра гармонічного сигналу.*

9. Колобродов М.С. Оптичний метод контролю якості прозорих тканин // KPI Science News – 2019. – № 5-6. – С. 71-79. (Видання індексується в DOAJ, EBSCO, Index Copernicus, WorldCat, J-Gate, Google Scholar, OpenAIRE, Ulrich's periods Directory, BASE, Miar, WCOSJ).

*Здобувачем розроблено оптичний метод контролю якості прозорих тканин.*

10. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №110919 Україна, МПК (2016.01) G03B 17/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ». – u 2016 04018. – Опубл. 25.10.2016. Бюл. № 20.

*Здобувачем розроблено насадку для об'єктива цифрового фотоапарата для дослідження спектрів просторових сигналів.*

11. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №116586 Україна, МПК (2017.01) G03B 17/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ». – u 2016 12871. – опубл. 25.05.2017. Бюл. № 10.

*Здобувачем розроблено вдосконалену насадку для об'єктива цифрового фотоапарата для дослідження спектрів просторових сигналів з більшою підвищеною точністю за рахунок зміни конструктивних параметрів насадки.*

12. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №118780 Україна, МПК (2017.01) G06E 1/00, Оптико-електронний процесор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ» – u 2017 02269. – опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16.

*Здобувачем розроблено оптико-електронний процесор для здійснення спектральної фільтрації оптичних сигналів (зображень) в реальному масштабі часу.*

13. Kolobrodov M.S. The diffraction limit of an optical spectrum analyzer / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov // Proc. SPIE 9809, Twelfth International Conference of Correlation Optics. – 98090F (30 November, 2015); doi:



10.1117/12.2228534. (Закордонне видання, індексується в наукометричних базах Web of Science, Scopus, Ei Compendex, Inspec, Google Scholar, Astrophysical 22 Data System (ADS), CrossRef).

*Здобувачем розроблено рівняння, що використовуються для визначення просторової частоти спектра сигналу, а також рівняння для наближення Френеля в залежності від кута дифракції світла оптичного спектроаналізатора.*

14. Kolobrodov M.S. Limit characteristics of digital optoelectronic processor / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov // Proc. SPIE 10612, Thirteenth International Conference of Correlation Optics. – 106120L (18 January, 2018); doi: 10.1117/12.2291984. (Закордонне видання, індексується в наукометричних базах Web of Science, Scopus, Ei Compendex, Inspec, Google Scholar, Astrophysical 22 Data System (ADS), CrossRef).

*Здобувачем представлено фізико-математичну модель цифрового оптико-електронного процесора та досліджено його граничні характеристики.*

15. Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / К.А. Нгуєн, М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей VII науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”. – Київ, ПБФ.– НТУУ «КПІ». – 2014. – С. 31.

*Здобувачем представлено граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора, які описують ефективність його роботи.*

16. Колобродов М.С. Фізико-математична модель оптичного спектроаналізатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей VIII науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”. – Київ, ПБФ.– НТУУ «КПІ». – 2015. – С. 34.

*Здобувачем представлено фізико-математичну модель оптичного спектроаналізатора.*

17. Колобродов Н.С. Погрешность когерентного оптического спектроанализатора / Н.С. Колобродов, Тимчик Г.С. // Материалы 8-й Международной студенческой

научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2015. – С. 205.

*Здобувачем представлено дослідження методичної похибки когерентного оптичного спектроаналізатора.*

18. Kolobrodov M.S. Diffractive limit in the optical spectrum analyzer / M.S. Kolobrodov, G.S. Tymchik // 15-th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science: Scientific Works. – 2015. – Kyiv. – P. 173.

*Здобувачем досліджено систематичну похибку при визначенні просторової частоти спектроаналізатора. Представлено рівняння для розрахунку абсолютних та відносних похибок вимірювань залежно від кута дифракції світла.*

19. Колобродов Н.С. Пространственная полоса пропускания / Н.С. Колобродов, Г.С. Тымчик // Материалы 9-й Международной студенческой научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2016. – С. 31.

*Здобувачем представлено рівняння параметра просторової смуги пропускання оптичного спектроаналізатора.*

20. Колобродов М.С. Модель цифрового оптичного спектроаналізатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей ІХ науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”. – Київ, ПБФ. – НТУУ «КПІ». – 2016. – С. 37.

*Здобувачем представлено модель цифрового-оптичного спектроаналізатора.*

21. Колобродов Н.С. Когерентный оптико-электронный процессор / Н.С. Колобродов, Г.С. Тымчик // Материалы 10-й Международной студенческой научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2017. – С. 43.

*Здобувачем представлено фізико-математичну модель когерентного оптико-електронного процесора.*

22. Kolobrodov M.S. Model of the signal at the output of the coherent optical spectrum analyzer / M.S. Kolobrodov // Збірник тез доповідей ІХ наук.-техн. конференції

студентів та аспірантів «Приладобудування: стан та перспективи». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2017. – С. 43.

*Здобувачем досліджено модель сигналу на виході когерентного оптичного спектроаналізатора.*

23. Колобродов М.С. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторову спектральну роздільну здатність когерентного оптичного спектроаналізатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей XI наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2018. – С. 122.

*Здобувачем досліджено вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторову спектральну роздільну здатність когерентного оптичного спектроаналізатора.*

24. Колобродов М.С. Цифровий оптико-електронний процесор для обробки цифрових зображень / М.С. Колобродов // Збірник наукових праць III Української наук.-техн. конференції «Спеціальне приладобудування: Стан та перспективи». – Київ, КП СПБ «Арсенал». –2018. – С. 59-62.

*Здобувачем досліджено цифровий оптико-електронний процесор для обробки цифрових зображень.*

## ЗМІСТ

<b>Перелік умовних позначень.....</b>	<b>23</b>
<b>Вступ.....</b>	<b>24</b>
<b>Розділ 1 Фізичні основи роботи когерентних оптичних спектроаналізаторів.....</b>	<b>32</b>
1.1 Оптичні методи та системи обробки інформації.....	32
1.2 Класифікація оптичних систем обробки інформації.....	33
1.2.1 Узагальнена функціональна схема когерентних оптичних систем обробки інформації.....	35
1.2.2 Огляд когерентних систем обробки інформації.....	37
1.3 Узагальнені оптичні схеми спектроаналізаторів.....	46
1.4 Дослідження методичної похибки КОС.....	51
1.5 Цифрові когерентні оптичні спектроаналізатори.....	58
Висновки до розділу 1.....	60
<b>Розділ 2 Фізико-математична модель цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів.....</b>	<b>62</b>
2.1 Функціональні перетворення світла у ЦКОС.....	62
2.2 Математичні моделі компонентів ЦКОС.....	63
2.2.1 Освітлювальна система.....	63
2.2.2 Просторово-часовий модулятор світла.....	71
2.2.3 Фур'є-об'єктив.....	76
2.2.4 Матричний приймач випромінювання .....	77
Висновки до розділу 2.....	78
<b>Розділ 3 Дослідження когерентних оптичних спектроаналізаторів...</b>	<b>80</b>
3.1 Проблеми проектування оптичних систем КОС .....	80
3.2 Технічні характеристики КОС.....	80
3.3 Дослідження технічних характеристик КОС.....	82
3.4 Метод енергетичного розрахунку КОС.....	88
3.5 Шляхи збільшення ширини просторової смуги пропускання SBP.....	95
3.6 Вплив аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на граничні характеристики КОС.....	108

3.7 Використання дифракційної лінзи у якості фур'є-об'єктива .....	114
3.8 Приклади проектування КОС.....	121
3.9 Сигнал на виході ЦКОС.....	125
3.10 Граничні характеристики цифрового оптико-електронного процесора.....	128
3.11 Дослідження вихідного сигналу спектроаналізатора.....	133
Висновки до розділу 3.....	137
<b>Розділ 4 Експериментальне дослідження когерентних оптичних спектроаналізаторів.....</b>	<b>140</b>
4.1 Структурно-функціональна схема стенду КОС.....	140
4.2 Методи вимірювання основних характеристик КОС.....	144
4.2.1 Вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом.....	144
4.2.2 Визначення відповідності положень дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті.....	147
4.2.3 Вимірювання просторових спектрів тест-об'єктів, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль.....	148
4.2.4 Вимірювання технічних характеристик КОС.....	150
4.3 Аналіз результатів експериментальних досліджень.....	154
4.3.1 Вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом.....	154
4.3.2 Визначення відповідності положень дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті.....	161
4.3.3 Вимірювання просторових спектрів дифракційної ґратки, отриманих з використанням двох лазерів з різними довжинами хвиль.....	163
4.3.4 Вимірювання технічних характеристик стенду КОС.....	164
4.4 Рекомендації до практичного застосування КОС.....	166
4.4.1 Оптико-електронний цифровий процесор для обробки космічних зображень.....	167
4.4.2 Малогабаритний цифровий КОС.....	171
Висновки до розділу 4.....	174
<b>Висновки.....</b>	<b>176</b>

<b>Список використаних джерел.....</b>	<b>179</b>
<b>Додаток А.....</b>	<b>187</b>
<b>Додаток Б.....</b>	<b>190</b>
<b>Додаток В.....</b>	<b>193</b>

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ**

ДЛ	дифракційна лінза
ЕКТ	електрично керований транспарант
КПФ	когерентна передавальна функція
КОС	когерентний оптичний спектроаналізатор
КПМС	комплексний просторовий модулятор світла
КМОН	комплементарні метал-оксидні-напівпровідникові
ОКТ	оптично керований транспарант
МПВ	матричний приймач випромінювання
ПМС	просторовий модулятор світла
ПСП	просторова смуга пропускання
ПЧМС	просторово-часовий модулятор світла
ПЗЗ	пристрій з зарядовим зв'язком
РК	рідинний кристал
ТС	телескопічна система
УФ	ультрафіолетовий діапазон
ЦКОС	цифровий когерентний оптичний спектроаналізатор

## ВСТУП

### **Актуальність теми.**

Інтенсивний розвиток науки і техніки постійно ускладнює задачі, які стоять перед оптикою та оптичним приладобудуванням. З одного боку, висуваються більш високі вимоги до традиційних характеристик оптичних приладів, а з другого боку, з'явилися нові сфери застосування оптики: оптична обробка інформації, оптоелектроніка, волоконна та інтегральна оптика тощо. Оптичний діапазон частот є перспективним для обчислювальної техніки перш за все завдяки малій довжині хвилі світла і можливістю проводити паралельну обробку великих масивів інформації зі швидкістю світла [8,10].

Сучасний розвиток дифракційної оптики фактично виходить на рівень, коли вона стає таким же невід'ємним компонентом оптичних систем, як лазери та ПЗЗ-матриці. Інтегрованість напівпровідникових джерел і приймачів випромінювання, дифракційної оптики і мікропроцесорної техніки відкриває можливість створення мікрооптоелектронних систем для вирішення широкого спектру задач оптотехніки та оптоінформатики [8,10].

На сьогодні значне місце серед досліджуваних проблем займають задачі у області оптичних методів та систем обробки інформації. Інтерес до оптичних методів та систем обробки інформації обумовлений високою інформаційною ємністю світлового поля як носія інформації, високою швидкістю поширення оптичних сигналів та порівняно легким здійсненням цілого ряду інтегральних операцій над двовимірними масивами. У останні роки стрімко розвиваються гібридні оптико-цифрові системи, у яких поєднано переваги оптичних і цифрових електронних методів обробки одновимірних і двовимірних сигналів [8].

Практично в усіх високорозвинених країнах досліджуються когерентні оптичні системи обробки інформації. Значних успіхів досягнуто у наукових лабораторіях під керівництвом відомих вчених: Дж. Гудмена, К.Е. Окан, Д. Кейсесента, Г. Старка, Ф. Т.С. Юу, А.В. Лохманн (USA); Yoshiaki Ichioka, Tsuyoshi Konishi, Toshiaki Iwai (Japan); M. Schmid (Germany); А.А. Акаєва, С.А. Майорова, О.Н.



Литвиненка, С.Б. Гуревича (СРСР); Тимчика Г.С. (Україна); Богатирьової В.В. (Росія). У цих лабораторіях, в основному, досліджуються фізичні основи і математичне моделювання принципів побудови оптичних систем обробки сигналів, і практично відсутні дослідження приладів, побудованих на основі таких систем.

Когерентні оптичні системи для спектрального аналізу просторових сигналів давно вже відомі у класичній оптиці, а широке їх застосування у радіолокації, метрології, мікробіології тощо стало можливим у зв'язку зі стрімким розвитком лазерної техніки [1–8]. Основним елементом оптичних систем обробки інформації є когерентний оптичний спектроаналізатор (КОС). Теоретичні основи роботи спектроаналізаторів базуються на скалярній теорії дифракції Френеля, яка наближено описує поширення світла у параксіальній області [1,2,9]. Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів [1,3,5,6]. У той же час практично відсутня науково-технічна література, що присвячена методам проектування оптико-електронних систем, покладених у основу таких спектроаналізаторів [8,10].

Нині однією з актуальних проблем є проектування когерентних спектроаналізаторів, принцип роботи яких заснований на виконанні лінзою такої математичної операції, як перетворення Фур'є [1,2,9]. При виборі компонентів для проектування оптичної системи когерентного спектроаналізатора важливо враховувати вплив кожного елемента на якість та достовірність отриманих результатів вимірювання [8,11].

У даній дисертації досліджуються шляхи підвищення ефективності КОС, яка полягає у створенні нового класу цифрових спектроаналізаторів, що здатні обробляти (формувати і вимірювати просторові спектри) двовимірних сигналів (зображень), що змінюються у реальному часі і просторі. Підвищення ефективності досягається за рахунок використання у КОС вхідного транспаранта у вигляді просторово-часового дискретного модулятора світла і реєстратора просторового спектра за допомогою матричного приймача випромінювання (МПВ). Узгодження параметрів модулятора, фур'є-об'єктива і МПВ дозволила покращити технічні характеристики КОС. Під узгодженням розуміється вибір параметрів компонентів КОС, які дозволяють

отримати підвищені характеристики КОС. Критерієм ефективності є запропоновані автором параметри (технічні характеристики) КОС: частота зміни вхідних сигналів; робочий діапазон просторових частот; просторова смуга пропускання; просторове спектральне розділення.

Ефективність роботи спектроаналізатора визначається його граничними характеристиками, які обумовлені обмеженими розмірами та параметрами вхідного матричного модулятора, фур'є-об'єктива і матричного приймача випромінювання (МПВ) [8,12].

Таким чином, дослідження процесів, що відбуваються у КОС та взаємне узгодження параметрів компонентів спектроаналізатора з метою підвищення його ефективності, є актуальною науковою задачею, що стоїть перед оптико-електронними системами обробки інформації.

### **Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.**

Дисертаційна робота виконувалася на кафедрі виробництва приладів Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» і пов'язана з наступними науково-технічними проектами та роботами, виконаними за участю автора згідно з:

- тематикою державних науково-дослідних робіт: «Розробка теоретичних засад проектування елементів дифракційної оптики та систем на їх основі» (ДР №0109U001507); «Оптико-цифровий процесор для обробки зображень у тепловізійних системах спостереження» (ДР №0118U002070); «Розроблення нових критеріїв якості зображення тепловізійних систем спостереження різного призначення і апаратури для їх визначення» (ДР №0117U002300); «Оптико-цифровий процесор для обробки зображень у тепловізійних системах спостереження» (ДР №0118U002070);

- тематикою госпдоговірної роботи «Аванпроект зі створення сканера надвисокої роздільної здатності. Складова частина: розробка матеріалів у частині когерентного цифрового оптико-електронного процесора для обробки космічних знімків».

**Мета і задачі дослідження.**

Метою дисертаційної роботи є підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів, які дозволяють вимірювати просторові спектри вхідних сигналів (зображень), що змінюються в реальному масштабі часу, за рахунок використання матричних модуляторів світла і приймачів випромінювання, і отримання підвищених технічних характеристик спектроаналізаторів шляхом узгодження параметрів їх компонентів.

Для досягнення поставленої мети в дисертації вирішуються наступні задачі:

1. Проаналізувати фізичні процеси, які відбуваються при проходженні когерентного випромінювання через спектроаналізатор з метою обґрунтування шляхів розробки фізико-математичної моделі принципово нових цифрових КОС.
2. Розробити фізико-математичну модель цифрового КОС, який використовує матричні просторово-часовий модулятор світла і приймач випромінювання.
3. Обґрунтувати основні характеристики КОС та розробити на основі запропонованої фізико-математичної моделі методи розрахунку цих характеристик. Узгодити параметри модулятора випромінювання, фур'є - об'єктива і МПВ з метою підвищення ефективності КОС шляхом покращення його характеристик.
4. Розробити методи вимірювання характеристик КОС та провести експериментальні дослідження стенду спектроаналізатора. Розробити рекомендації для практичного застосування спектроаналізатора.
5. Запропонувати нову оптико-цифрову систему для обробки зображень.

**Об'єктом дослідження** є процес перетворення світлового поля у цифровому когерентному оптичному спектроаналізаторі, який використовує матричні модулятор світла і приймач випромінювання.

**Предметом дослідження** є цифровий когерентний оптичний спектроаналізатор та його узагальнені характеристики: робочий діапазон просторових частот, просторове спектральне розділення, просторова смуга пропускання.

### **Методи дослідження.**

З метою розв'язання поставлених задач у роботі використовується фізико-математичне моделювання процесів перетворення когерентного випромінювання від лазера до матричного приймача випромінювання на основі скалярної теорії дифракції Френеля, комп'ютерне моделювання процесів перетворення оптичного сигналу у матричному модуляторі та матричному приймачі випромінювання, експериментальне моделювання КОС.

**Наукова новизна отриманих результатів** полягає у наступному:

1. Вперше розроблено фізико-математичну модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора, який використовує для вводу оптичного сигналу матричний модулятор світла, а для реєстрації просторового спектра – матричний приймач випромінювання, що дозволило розробити метод розрахунку сигналу на виході приймача випромінювання, який являє собою набір дифракційних максимумів, залежних від просторового спектра досліджуваного сигналу.
2. Вперше отримано аналітичний вираз для розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти оптичного сигналу за допомогою когерентного оптичного спектроаналізатора, яка обумовлена параксіальним наближенням при дифракції Френеля, що дозволило встановити залежність похибки вимірювання просторової частоти від кута дифракції.
3. Вперше розроблено методи розрахунку технічних характеристик когерентного оптичного спектроаналізатора, а саме: робочого спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення, що дозволило узгодити параметри модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання з метою підвищення ефективності використання когерентного оптичного спектроаналізатора.
4. Запропоновано нову характеристику когерентного оптичного спектроаналізатора – просторову смугу пропускання, що одночасно враховує параметри модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання, оптимальна ширина якої дозволила підвищити спектральне розділення

на 20-30%.

**Практичне значення** одержаних результатів для галузі оптичного приладобудування полягає в тому, що розроблені теоретичні і практичні засади побудови спектроаналізаторів дозволили створити новий клас ефективних цифрових КОС.

Практичні результати, які отримані в дисертації, дозволили:

1. Отримати аналітичні формули для розрахунку основних характеристик КОС, а саме: робочого спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення.
2. Розробити когерентний оптико-електронний цифровий процесор обробки зображень, отриманих за допомогою телевізійних або тепловізійних камер.
3. Отримати практичні рекомендації по вибору компонентів КОС: освітлювальної системи, просторово-часового модулятора світла, ПЗЗ-матриці (ПЗЗ – пристрій з зарядовим зв'язком) для створення діючого експериментального стенду оптичної системи обробки зображень.
4. Розробити методи вимірювання характеристик КОС та провести експериментальні дослідження стенду спектроаналізатора.

На запропонований оптико-електронний цифровий процесор обробки зображень було отримано патент України на корисну модель [13]. Отримані результати були використані на КП СПБ «Арсенал», що підтверджується відповідним актом впровадження.

Продано ТОВ «Меридіан Інжинірінг» ліцензію на патент України №116586 від 25.05.2017 р. «Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата» [14, 15].

### **Особистий внесок здобувача.**

Основна частина теоретичних та експериментальних досліджень, висновків та рекомендацій виконана автором самостійно. Без співавторства опублікована 1 стаття у науковому фаховому виданні, 5 тез доповідей і отримано 1 патент на корисну модель.

У опублікованих у співавторстві роботах дисертанту належить наступне: дослідження процесу перетворення когерентного випромінювання у оптичній системі спектроаналізатора [8,16–20]; дослідження граничних характеристик КОС, що обмежені параметрами модулятора, об'єктива і матричного приймача випромінювання [21 – 25]; розробка та дослідження математичної моделі КОС, яка дозволила розрахувати просторову смугу пропускання спектроаналізатора [26 – 28]; дослідження методичної похибки вимірювання просторової частоти спектра, що обумовлена дифракційним наближенням Френеля [29,30]; розробка методу узгодження модуляційних передавальних функцій об'єктива і матричного приймача випромінювання [31].

Основні теоретичні, розрахункові та експериментальні результати отримані здобувачем самостійно. Наукові положення, що виносяться автором на захист, та висновки дисертаційної роботи належать автору.

#### **Апробація результатів дисертації.**

Основні результати дисертаційного дослідження обговорювалися на 12 науково-технічних конференціях:

- VII – IX, XI науково-практичній конференції студентів та аспірантів «Погляд у майбутнє приладобудування», м. Київ, 2014 – 2016, 2018 роки;
- 8 – 10 міжнародна студентська науково-технічна конференція «Новые направления развития приборостроения», м. Мінськ, 2015 - 2017 роки;
- 15-th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science «SPO», м. Київ, 2015 р.;
- Twelfth International Conference of Correlation Optics, м. Чернівці, 2015 р.;
- XVI Міжнародна науково-технічна конференція «Приладобудування: стан і перспективи», м. Київ, 2017 р.;
- III Української наук.-техн. конференції «Спеціальне приладобудування: Стан та перспективи», м. Київ, КП СПБ «Арсенал», 2018 р.;
- Thirteenth International Conference of Correlation Optics, м. Чернівці, 2018 р.

**Публікації.**

За результатами досліджень опубліковано 24 наукові праці, у тому числі 1 монографія, 8 статей у наукових фахових виданнях (з них 1 стаття – у закордонному виданні, що включено до Scopus, 7 статей у виданнях України), 3 патенти України на корисну модель, 12 тез доповідей в збірниках матеріалів конференцій (з них 2 включені до міжнародних наукометричних баз).

**Структура та об'єм дисертації.** Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел та 3 додатків. Повний об'єм дисертації 194 сторінки, з об'ємом основного тексту 159 сторінок. Дисертація містить 66 рисунків, 2 таблиці, список використаних джерел з 81 найменувань на 8 сторінках і 3 додатки на 9 сторінках.

## РОЗДІЛ 1

### ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РОБОТИ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

#### 1.1 Оптичні методи та системи обробки інформації

Оптична обробка інформації використовує оптичне випромінювання як носія інформації сигналу для його обробки [3,5,6]. Перевагою такого використання є те, що світлове поле володіє значно більшою інформативністю, ніж електричний струм. Електричний струм є одновимірним, що змінюється у часі, у той час як параметри світлового поля змінюються і у часі, і у просторі. Це дозволяє одночасно оброблювати багатовимірні сигнали, або одновимірні сигнали у великому числі каналів. Також до переваг використання оптичного випромінювання можна віднести й те, що частота світлового поля набагато вища максимальної частоти електричних сигналів, що забезпечує високу швидкодію системи обробки [8].

Основна перевага оптичної обробки інформації пов'язана з можливістю швидкої паралельної обробки великих масивів даних [4,7]. Найбільш характерною особливістю оптичного сигналу є його двовимірність. Завдяки двовимірній природі просторового сигналу та оптичній системі можлива одночасна двовимірна обробка інформації (аналіз фотографічних зображень, графіків, текстів та ін.). Одновимірні сигнали, наприклад, по осі  $x$  можуть одночасно паралельно оброблюватись у великій кількості окремих каналів, розташованих по осі  $y$  [8].

Методи оптичної обробки інформації можна умовно поділити на дві групи [1,6]:

- методи когерентної та некогерентної оптичної обробки сигналів (зображень), основаних на теорії просторової фільтрації оптичного зображення [8];
- методи оптоелектроніки – методи, основані на електрооптичних явищах для створення пристроїв обробки, вводу та виводу інформації, пристроїв запам'ятовування та логічних схем [8].

Оптичні методи дозволяють виконувати як аналогову, так і цифрову обробку інформації. На сьогодні найбільш досліджені можливості аналогової оптичної



обробки інформації. Характерною властивістю оптичних аналогових обчислювальних пристроїв є те, що всі складові інформації на вході перетворюються у результуючий сигнал на виході одночасно. Інтерес до цифрової оптичної обробки інформації був викликаний необхідністю вирішення тих проблем, з якими зіткнулась аналогова оптична обчислювальна система [8].

Таким чином, до переваг оптичних методів та систем обробки інформації можна віднести [3,5,6]:

- можливість паралельної (без застосування сканування) обробки двовимірної інформації [8];
- можливість побудови систем, у яких швидкість обробки визначається швидкістю поширення світла [8];
- можливість здійснення за допомогою порівняно простих оптичних систем математичних операцій, таких як операція двовимірного перетворення Фур'є, операції згортки, кореляції, диференціювання, мультиплікація та інші;
- можливість побудови систем з багатоканальною обробкою інформації з дуже високою швидкістю [8].

Оптичні методи безумовно не вирішують всіх проблем обробки інформації. Зокрема, в оптиці складно реалізувати розв'язок задач, пов'язаних з виконанням великої кількості логічних операцій, які легко вирішуються цифровою технікою. Тому розвиток оптичної обчислювальної техніки іде по шляху створення гібридних оптико-електронних обчислювальних систем і комплексів [8].

## **1.2 Класифікація оптичних систем обробки інформації**

У основі оптичних методів обробки інформації лежать явища перетворення просторово-модульованих оптичних сигналів в оптичних приладах та системах за принципами як геометричної, так і хвильової оптики. Оптична обробка інформації виконується в оптичному процесорі, що змінює амплітуду та фазу просторово-модульованого оптичного сигналу, який містить інформацію про об'єкт. Введення інформації у світловий пучок здійснюється за допомогою транспаранта або просторового модулятора світла. Оптичний промінь, модульований у кожній точці

свого поперечного перерізу, дозволяє обробляти паралельно одразу великий масив даних. Просторовий сигнал оброблюється майже миттєво, тому в наступний момент часу можлива подача на вхід та обробка другого просторового сигналу. Оптичні пристрої дають можливість дуже швидко та просто реалізувати ряд важливих інтегральних операцій над двовимірними сигналами, таких як перетворення Фур'є, Гілберта та Лапласа, знаходження згортки та кореляції двох функцій та ін [8].

Одним з найпоширеніших методів обробки оптичної інформації є обробка оптичних сигналів з використанням перетворення Фур'є. Перетворення Фур'є використовується, в основному, у тих областях, де вивчаються коливальні процеси. Тому сфера його застосування дуже широка [8,32,33].

Загалом оптичні системи обробки інформації класифікують в залежності від методів обробки інформації та вибору джерела випромінювання [8].

За способом обробки інформації обчислювальні пристрої діляться на два класи:

- аналогові оптичні пристрої обробки інформації [8];
- цифрові пристрої обробки інформації [8].

З розвитком оптичної обчислювальної техніки стало можливим використання у одному приладі обидва методи обробки інформації разом [8].

В залежності від джерела світла, що використовується, розрізняють [8]:

- системи з використанням некогерентних джерел випромінювання (світлодіоди, лампи розжарювання, газорозрядні джерела) [8];
- системи з використанням когерентних джерел випромінювання (лазери).

Оптичні системи з некогерентним джерелом світла виконують операції з інтенсивністю світлового поля. Принцип роботи некогерентних систем обробки інформації заснований на обробці та аналізу просторового сигналу у вигляді розподілу інтенсивності світлового поля [81]. Найбільш поширеними некогерентними оптичними системами є системи некогерентної просторової фільтрації, у яких синтез імпульсного відгуку здійснюється у площині предметів [4,6]. До недоліків таких систем можна віднести: обмежене коло розв'язуваних задач, які пов'язані з обробкою одновимірних сигналів (спектральний та кореляційний аналіз) [8].

Когерентні оптичні системи виконують операції як з амплітудами, так і з фазами світлового поля, тому вони дозволяють розв'язувати значно більше число задач по обробці двовимірних функцій, що задаються розподілом амплітуд та фаз світлового поля. Когерентні оптичні системи обробки інформації набули великої популярності завдяки їх здатності оброблювати великий об'єм даних за дуже короткий час. Когерентне світлове поле як носій інформації володіє значно більшою інформативністю, ніж некогерентне. Однак, когерентні методи обробки мають деякі недоліки. Одними з них є підвищені вимоги до когерентності джерела світла та велика чутливість до різних шумів [8,81].

### 1.2.1 Узагальнена функціональна схема когерентних оптичних систем обробки інформації

Принцип роботи узагальненої когерентної оптичної системи обробки інформації ілюструє блок-схема, що представлена на рис. 1.1 [8,34].



Рисунок 1.1. Блок-схема оптичної обробки інформації [34]

Сигнал від джерела інформації поступає на вхід системи обробки. Характер сигналу залежить від джерела інформації і може бути різним. На вході оптичного обчислювального пристрою має бути когерентний пучок світла, у параметрах якого закодована оброблювана інформація. Для цього застосовують джерело когерентного світла та модулятор (вхідний транспарант) [8].

Далі оптичний обчислювальний пристрій здійснює заданий алгоритм обробки сигналів таким чином, щоб в параметрах пучка на виході пристрою містилася

оброблена інформація. Перетворювач (реєстратор) вихідних даних фіксує результат обробки інформації, наприклад, у вигляді фотографічного зображення або відеосигналу ПЗЗ-камери [8].

Важливою та найбільш складною задачею при проектуванні оптичної системи обробки є отримання потрібного розподілу світлового поля вхідних сигналів на вході оптичного обчислювального пристрою. Для вирішення цих проблем застосовують, наприклад, транспаранти (фотопластинки) або дискретні просторово-часові модулятори світла, які характеризуються амплітудним коефіцієнтом пропускання. Світлова хвиля з певною амплітудою від джерела випромінювання падає на вхідний модулятор. Після проходження через модулятор вона змінює свою амплітуду і фазу в залежності від коефіцієнта пропускання. Вихідний сигнал на виході оптичної системи з точністю до постійного множника буде співпадати з просторовим спектром вхідного сигналу [8].

Для перетворення сигналів також використовується ультразвукове поле у прозорому середовищі, що збуджується вхідним сигналом. У цьому випадку, світлове поле пройшовши через прозоре середовище, змінює свою фазу, оскільки показник заломлення середовища залежить від амплітуди ультразвукового поля. Існують деякі системи, що працюють на принципі відбиття когерентного світла. Наприклад, у системі, де світло відбивається від дзеркала, покритого масляною плівкою. Товщина плівки змінюється під дією електронного променя, що призводить до зміни фази відбитого променя [8].

Просторово-часові модулятори також є перетворювачами вхідних сигналів у когерентні світлові сигнали. На вхід модулятора падає когерентне випромінювання, а на виході модулятора параметри світлового поля змінюються у відповідності із законом зміни вхідного сигналу. Іноді, джерело випромінювання та модулятор об'єднують у один пристрій, а просторово-часова модуляція лазера здійснюється за рахунок зміни характеристик дзеркала його резонатора [8].

Інші принципи модуляції світла в більшості випадків ґрунтуються на зміні дійсної чи уявної частини діелектричної проникності середовища, що призводить до модуляції фази або амплітуди світла, яке проходить через середовище. Модуляція

також можлива при деформації або структурних змінах середовища, що призводять, наприклад, до локальної зміни показника заломлення або рельєфу матеріалу, до обертання площини поляризації світлової хвилі або до зміни здатності розсіювати світло. Деформаційні механізми володіють низькою швидкістю і мають високу чутливість до впливу керуючого сигналу [8,81].

Оптичний обчислювальний пристрій – це пристрій, в якому виконується перетворення вхідного просторового (оптичного) сигналу. Він може представляти собою набір різноманітних елементів, таких як лінзи, діафрагми, спеціальні фільтри, дифракційні лінзи та ґратки й т.п., розташованих у просторі певним чином. Найбільш застосованим оптичним елементом для двовимірного перетворення Фур'є є додатна сферична лінза [5,8,9].

### 1.2.2 Огляд когерентних систем обробки інформації

Завдяки тому, що оптичні системи обробки інформації двовимірні за своєю природою та здатні проводити паралельну обробку всього масиву даних у реальному часі, вони привернули до себе увагу для розв'язку задач обробки інформації у різноманітних областях. Використання оптичних систем обробки інформації засноване на здатності виконувати загальні лінійні перетворення даних, що поступають на вхід системи [8]. Однією з найпоширеніших областей використання є розпізнавання образів з використанням комплексної просторової фільтрації [4]. Такі схеми найчастіше використовуються у системах обробки радіолокаційних сигналів, системах контролю лінійних розмірів деталей на виробництві та інших [35].

Обробку зображень можна здійснювати не тільки у просторі координат, а також в області просторових частот [1]. Якщо використовується когерентне світло, то необхідну операцію просторової фільтрації можна здійснити безпосередньо шляхом підбору амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора світла в задній фокальній площині фур'є-об'єктива.

Найбільш простий та поширений оптичний корелятор, який складається з двох КОС, побудованих на лінзах  $L_1$  і  $L_2$ , зображений на рис. 1.2, є найпотужнішим типом когерентного оптичного процесора та відомий як схема «4F» [4].

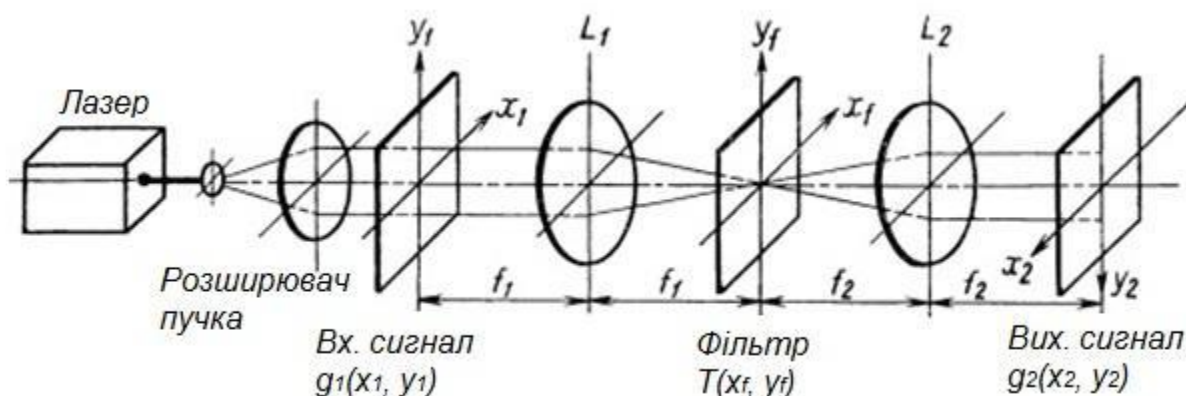


Рисунок 1.2. Когерентний оптичний корелятор [4]

Вхідний транспарант з певним амплітудним коефіцієнтом пропускання розміщується в передній фокальній площині лінзи  $L_1$  й освітлюється колімованим пучком когерентного світла. У площині  $x_f y_f$  розміщується транспарант, який є узгодженим фільтром для шуканого двовимірного зображення. Якщо у площині транспаранта знаходиться узгоджений фільтр, що співпадає з потрібним зображенням, то після проходження через лінзу  $L_2$  пучок світла фокусується у невелику яскраву пляму. Якщо у площині вхідного сигналу розміщене інше двовимірне зображення, то світло після проходження через лінзу  $L_2$  буде розсіяне по всій площині аналізу [8].

Таким чином, описаний процесор дозволяє визначати чи присутній в досліджуваному сигналі потрібний образ за рахунок наявності та характеру сформованої системою яскравої плями в центрі площини аналізу. Якщо потрібно визначити який сигнал подано на вхід системи, то для цього необхідно весь набір транспарантів (фільтрів) послідовно вводити в площину  $x_f y_f$  оптичного процесора. Такі процесори широко використовувались для розпізнавання літер або навіть цілих слів в читаючих текст машинах [8,36].

До переваг оптичних кореляторів зображень відносяться швидке обчислювання двовимірної функції взаємної кореляції та незалежність часу розпізнавання від розмірності досліджуваного зображення. Проте, оптичні корелятори мають два істотних недоліки [5,8]:

1) висока чутливість до зміни розмірів та кутової орієнтації образу, що розпізнається, по відношенню до його еталонного зображення [8];

2) швидкість розпізнавання не дорівнює швидкості світла в пристрої в цілому та обмежується швидкодією пристроїв введення – виведення [8].

Серед оптичних систем обробки інформації одними з перспективних є когерентні оптичні спектроаналізатори просторових частот двовимірного сигналу, що дозволяють з високою швидкістю оброблювати великий масив даних. Спектроаналізатори відносяться до інформаційно-вимірювальних приладів [37], тобто до систем оптичної обробки інформації [8].

Розглянемо схему КОС на прикладі багатоканального аналізатора спектра з ультразвуковим модулятором, оснований на ефекті Дебая-Сріса. Аналізатор, що має 24 незалежних каналів, наведено на рис. 1.3 [38]. Світловий потік від лазера через колімуючий пристрій, що складається з лінзи розсіювання та коліматора, потрапляє на обмежувач апертури. Сформований паралельний світловий потік через діафрагму розділення каналів освітлює модулятор. Модульований по фазі світловий потік з виходу модулятора потрапляє на інтегруючу лінзу, що виконує перетворення Фур'є. У вихідній фокальній площині лінзи встановлено пристрій реєстрації [8].

Лазерна дифракція має ряд важливих переваг перед «класичними» методами вимірювання, такими як розсіювання або аналіз зображення: короткий час проведення аналізу, висока точність, простота тестування, великий діапазон вимірювань. У зв'язку з цим вона знайшла широке застосування в усьому світі порівняно із звичайними методами. Шляхом підбору відповідних компонентів можна скласти необхідну вимірювальну систему для вирішення поставленої задачі [8].

Лазерний дифракційний аналізатор розміру частинок «Анализетте 22» є приладом універсального застосування для визначення розподілу частинок по розмірам в суспензіях, емульсіях і порошках за допомогою лазерної дифракції [39].

Прилади серії NanoТес і MicroТес можна оснащувати програмами для розпізнавання форми частинок. Діапазон вимірювань розміру частинок аналізатором «Анализетте 22» становить від 0,01 до 1000 мкм [8].

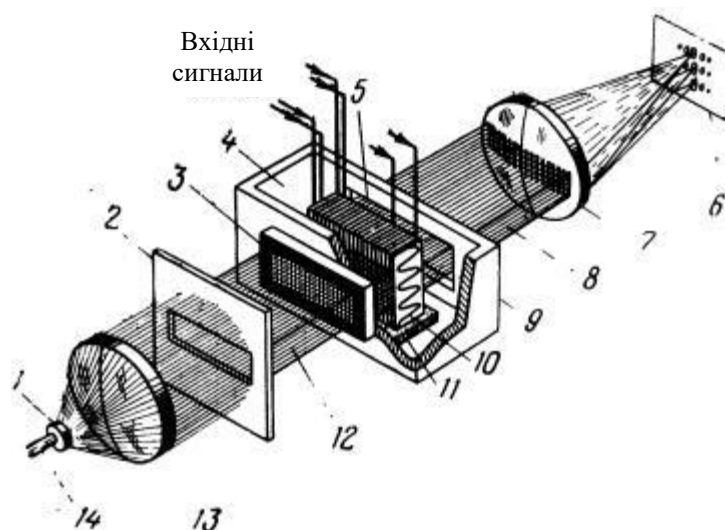


Рисунок 1.3. Загальний вигляд багатоканального аналізатора спектра [39]:

- 1 – розсіювальна лінза; 2 – обмежувач апертури; 3 – діафрагма розділення каналів;  
 4 – дистильована вода; 5 – набір ультразвукових перетворювачів;  
 6 – вихідна фокальна площина; 7 – інтегруюча лінза; 8 – модульований потік світла;  
 9 – модулятор; 10 – ультразвукові коливання; 11 – поглинач;  
 12 – колімований пучок світла; 13 – коліматор; 14 – світловий пучок від лазера [8].

Розглянемо принцип роботи лазерного дифракційного аналізатора, що використовується для визначення розподілу частинок по розмірам в суспензіях, емульсіях та порошках за допомогою лазерної дифракції. Загальний принцип роботи такого аналізатора полягає у тому, що для визначення розподілу частинок за розмірами за допомогою дифракції використовують фізичний принцип розсіювання електромагнітних хвиль (рис. 1.4). Частинки (particle stream) в паралельному лазерному пучку променів, що сформовані розширювачем пучка (beam expander), розсіюють світло на постійний тілесний кут, величина якого залежить від діаметру частинок. Фур'є-об'єктив (fourier transform lens) збирає розсіяне кільцеподібне світло на приймач випромінювання (detector plane), який встановлений в фокальній площині лінзи. Нерозсіяне світло завжди сходиться в фокусі на оптичній осі [8].

Теорія розсіяння світла дозволяє із розподілу інтенсивності розсіяного світла розрахувати розподіл частинок за їх розмірами. У результаті одержують діаметр частинок у вигляді сфери, які еквівалентні діаметру частинок при лазерній дифракції.



Розподіл частинок визначається як доля об'єму таких частинок відносно загального об'єму усіх частинок [8].

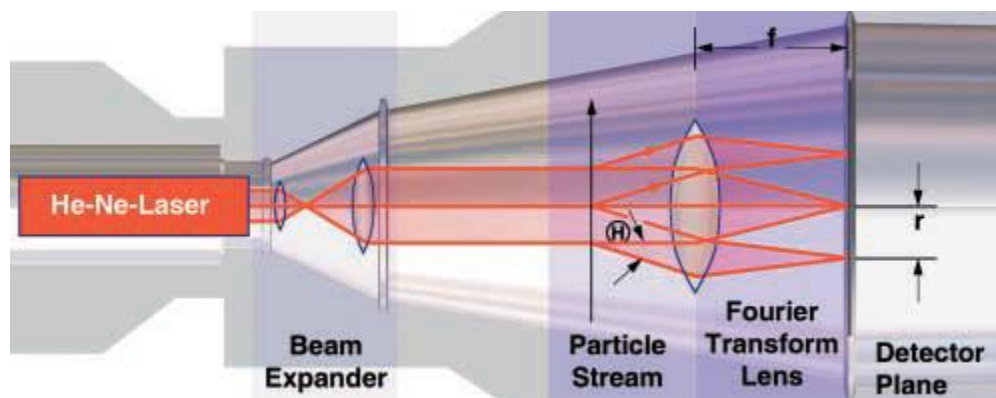


Рисунок 1.4. Принцип дії лазерного дифракційного аналізатора [8,39]

Дифракційну картину в фокальній площині лінзи можна описати за допомогою оптики Фур'є. Принцип вимірювання базується на властивості додатної лінзи здійснювати двовимірне перетворення Фур'є проєкції певної площини. Тому таку лінзу називають фур'є-об'єктивом [8].

Просторові частоти фур'є-компонентів пропорційні фокусній відстані фокусуючої лінзи. Тому зміна області вимірювання завжди вимагає заміну лінзи й тим самим перебудову вимірювального приладу [8].

Іншою конструкцією лазерного дифракційного аналізатора є «обернена конструкція Фур'є» [39]. Досліджуване середовище розміщується в збіжний лазерний пучок, як показано на рис. 1.5. Простим переміщенням вимірювальної комірки область вимірювання можна змінювати, використовуючи для цього об'єктив із змінною фокусною відстанню. Таким чином, можна отримати аналогічну дифракційну картину як і при застосуванні звичайної конструкції, але без необхідності перебудови системи при зміні області вимірювання. При збільшенні відстані між вимірювальною коміркою та детектором виконується вимірювання більш великих частинок, а зменшенням цієї відстані вимірюють більш малі частинки [8].

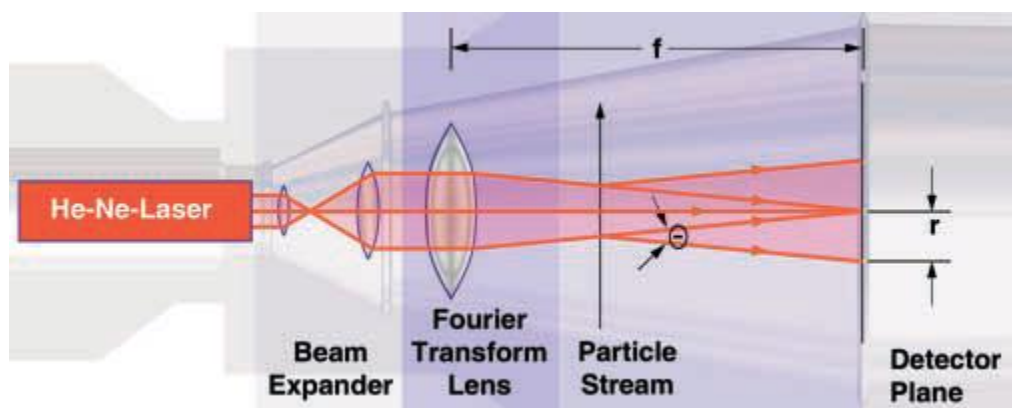


Рисунок 1.5. Схема «оберненої конструкції Фур'є» [8,39]

Лазерний дифракційний аналізатор розміру частинок «Анализетте 22» є приладом, у якому вимірювальна комірка для зміни області вимірювання переміщується уздовж оптичної осі без заміни об'єктива. Зворотне перетворення Фур'є дозволяє здійснювати вимірювання розподілу частинок за розмірами з надзвичайно високим розділенням. За допомогою автоматичного переміщення вимірювальної комірки, який керується комп'ютером, в лазерному пучку, що сходиться, можна створити матрицю з 520 вимірювальними каналами для одночасного розрахунку розподілу частинок з розмірами від 0,01 до 1000 мкм [8].

Розподіл інтенсивності розсіяного світла вимірюється радіально розташованими пікселями приймача випромінювання і на основі цього розподілу розраховується розподіл частинок по розмірам. Розрахунок можна здійснювати як за теорією Фраунгофера, так і за теорією Мі. Теорія Фраунгофера справедлива для малих кутів розсіювання на частинках великих розмірів. Теорія Мі справедлива для розсіювання світла на сферичних частинках довільного радіусу. Однак для застосування цієї теорії необхідно знати показники заломлення і поглинання частинок і середовища [8].

Вимірювання розсіяного світла може здійснюватися як в напрямку поширення лазерного випромінювання (рис. 1.6, а), так і в протилежному напрямку (рис. 1.6, б).

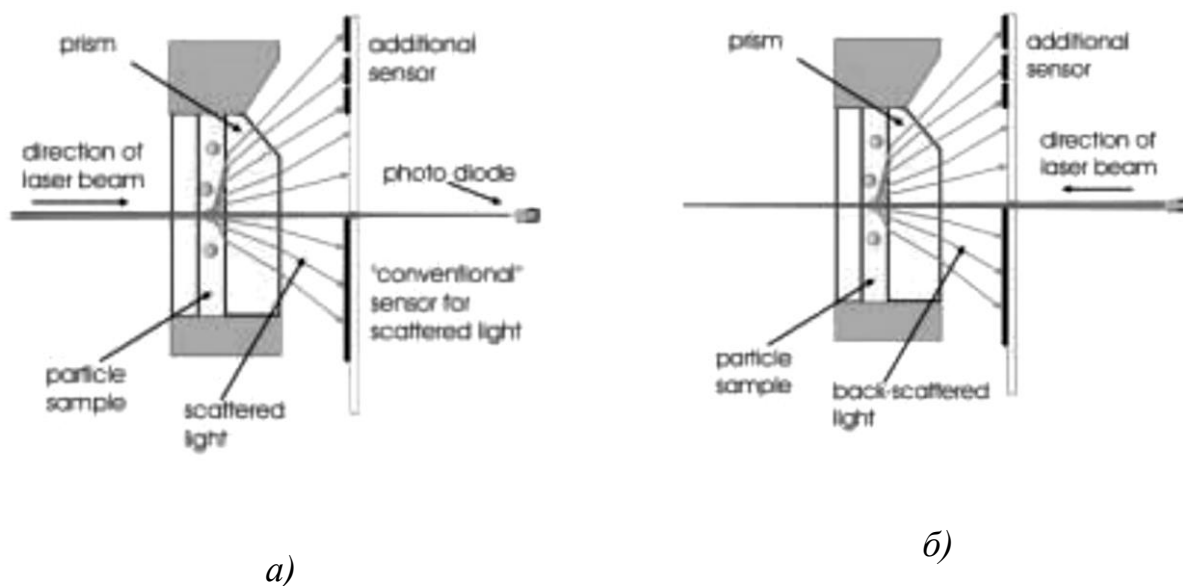


Рисунок 1.6. Схема вимірювання розсіяного світла в напрямку поширення [8,39]: лазерного пучка (а) та в протилежному напрямку (б)

Світло, що розсіяне вимірювальною коміркою у напрямку поширення лазерного пучка, реєструється фотоприймачем. Приймач має у центрі малий отвір, через який лазерне випромінювання потрапляє на фотодіод, що вимірює повне поглинання. Навколо цього отвору розташовані концентричні світлочутливі елементи, площа яких збільшується у радіальному напрямку для збільшення сигналу від розсіяного під більшим кутом слабкого випромінювання. У центрі приймача розташовані чутливі елементи малого розміру для реєстрації з великим просторовим розділенням світла, розсіяного від частинок великих розмірів [8].

Розсіяне світло не покидає вимірювальну комірку так як починаючи з певного кута відбувається повне внутрішнє відбиття. Тому форма вимірювальної пластинки має призматичну поверхню, через яку виходить світло, що розсіюється під великими кутами [8].

Для реєстрації розсіяного світла від нанометричних частинок необхідно вимірювати розсіяне світло під значно більшими кутами. Для цього в аналізаторі «Анализетте 22» NanoТес лазерне світло поширюється через отвір у фотоприймачі в оберненому напрямку, а розсіяне у комірці світло сприймається приймачем як обернене розсіювання в діапазоні кутів від  $60^\circ$  до  $180^\circ$ . За рахунок оптимізованої

конструкції вимірюється розсіяне випромінювання при різних положеннях площини поляризації лазерного променя. Нижня границя вимірювання розміру частинок становить 10 нм. Загальний вигляд аналізатора «Анализетте 22» (модель NanoTec) наведено на рис. 1.7 [8].



Рисунок 1.7. Дифракційний аналізатор розміру частинок  
«Анализетте 22», модель NanoTec [8,39]

Розглянувши системи обробки інформації можна зробити висновок про те, що майже всі системи та методи обробки інформації мають спільні фізичні основи. Вибір того чи іншого методу обробки залежить від характеру задачі [8].

Когерентні оптичні системи лінійні по відношенню до амплітуди світлового поля  $V(x, y)$  і тому здатні здійснювати операцію типу [1,8,40,41]

$$I(x, y) = K \left| \iint_{-\infty}^{\infty} V(x', y') h_f(x - x', y - y') dx' dy' \right|^2, \quad (1.1)$$

де  $I(x, y)$  – інтенсивність світлового поля;  $h_f(x, y)$  – когерентний імпульсний відгук (функція розсіювання точки) оптичної системи;  $K$  – коефіцієнт пропорційності [8].

На рис. 1.8 наведена схема, яка дозволяє здійснювати операцію (1.1). Світло від лазера  $L$  колімується лінзою  $L_1$  і рівномірно освітлює площину  $x_1y_1$ , де знаходиться просторовий модулятор світла. Амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора  $t_m(x_1, y_1)$  пропорційний амплітуді відеосигналу  $u_s(x_1, y_1)$ , який сформований зображенням від цифрової камери. Лінза  $L_2$  (фур'є-об'єктив) виконує перетворення Фур'є функції  $t_m(x_1, y_1)$  і формує в площині  $x_2y_2$  розподіл амплітуди поля  $k_1 \tilde{t}_m\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right)$ , де  $\tilde{t}_m(v_x, v_y)$  – просторовий спектр функції  $t_m(x_1, y_1)$ ,  $k_1$  – комплексна постійна [8].

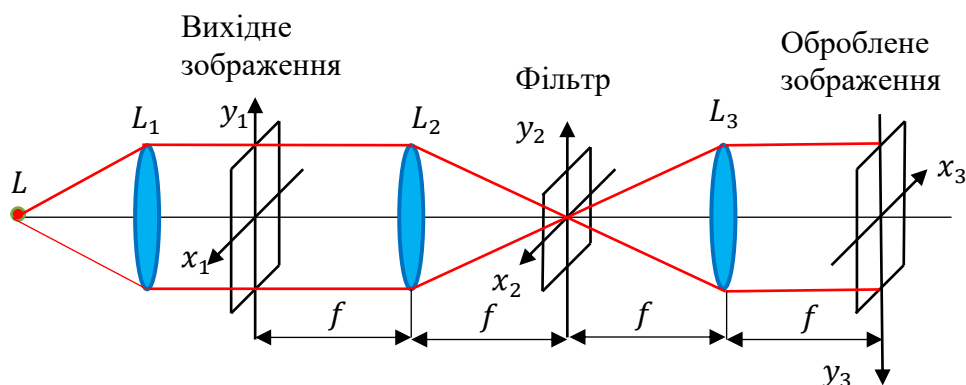


Рисунок 1.8. Схема когерентної просторово-частотної обробки зображень

Щоб впливати на амплітуду і фазу спектра  $\tilde{t}_m(v_x, v_y)$ , в площині  $x_2y_2$  розташовують просторовий фільтр (модулятор), амплітудний коефіцієнт пропускання якого [8]

$$t_f(x_2, y_2) = k_2 \tilde{t}_f\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right), \quad (1.2)$$

де  $\tilde{t}_f$  – фур'є-образ функції  $h_f(x_2, y_2)$ ;  $k_2$  – постійна.

Тоді розподіл амплітуди поля за фільтром пропорційний  $\tilde{t}_m \tilde{t}_f$ . Нарешті, лінза  $L_3$  (фур'є-об'єктив) перетворює цей розподіл амплітуди і формує в площині  $x_3y_3$  розподіл інтенсивності [8]

$$I(x_3, y_3) = K \left| \iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1) h_f(-x_3 - x_1, y_3 - y_1) dx_1 dy_1 \right|^2. \quad (1.3)$$

Знак мінус перед  $x_3$  і  $y_3$  з'являється у результаті двох послідовних перетворень Фур'є. Цю незручність можна вилучити, якщо змінити напрямки осей координатної системи  $x_3y_3$ , як показано на рис. 1.8 [8].

### 1.3. Узагальнені оптичні схеми спектроаналізаторів

У цьому пункті розглянуто фізичні й практичні проблеми проектування когерентних спектроаналізаторів [8].

Оптична система когерентного спектроаналізатора може бути виконана за двома принципово різними схемами [8,10,42]:

а) вхідний транспарант із записом досліджуваного просторового сигналу у вигляді змінного амплітудного коефіцієнта пропускання розташований перед об'єктивом (рис. 1.9) [8];

б) вхідний транспарант розташований за об'єктивом (рис. 1.10) [8].

У роботах [8,10,12,41] було розглянуто на основі скалярної теорії дифракції Френеля перетворення когерентної світлової хвилі в оптичній системі, що наведена на рис. 1.9.

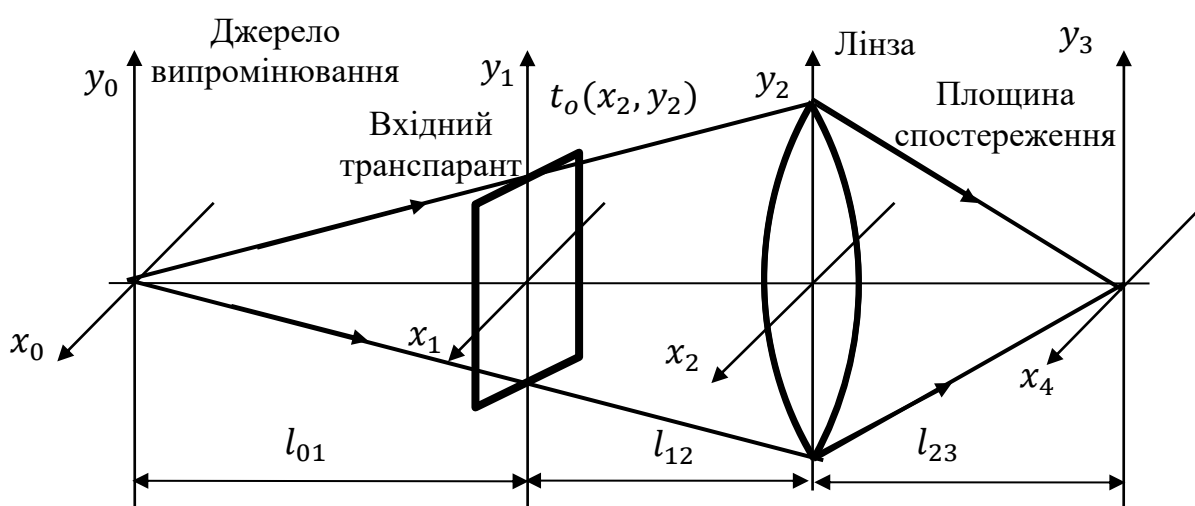


Рисунок 1.9. Поширення когерентного випромінювання в оптичній системі з вхідним транспарантом, встановленим перед об'єктивом [8]

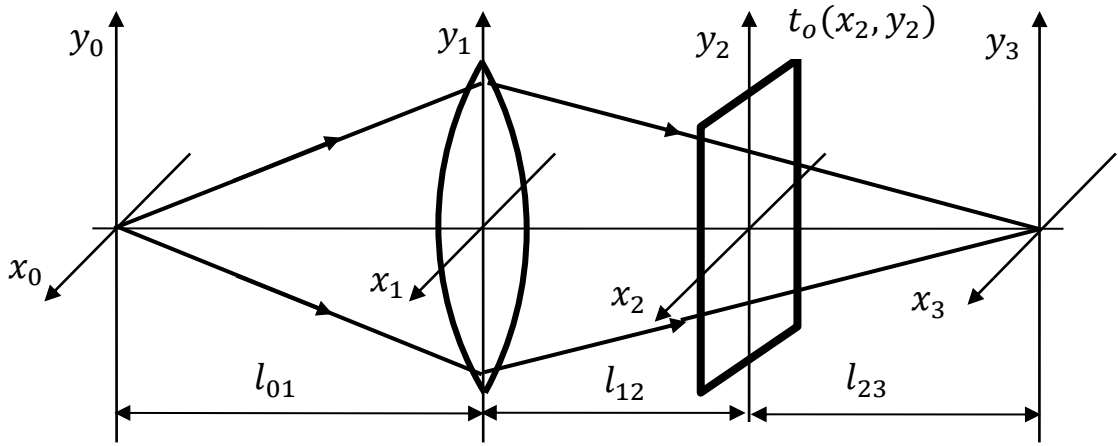


Рисунок 1.10. Поширення когерентного випромінювання в оптичній системі з вхідним транспарантом, встановленим за лінзою [8]

У результаті такого фізико-математичного моделювання було отримано загальне рівняння (1.14) [8] для розрахунку комплексної амплітуди поля у площині аналізу  $x_3y_3$  при довільному розташуванні площин  $x_iy_i$ .

Запишемо це рівняння для чотирьох випадків, коли на вхідний транспарант нормально падає плоска монохроматична хвиля з амплітудою  $V_0$ , а площина аналізу розташована у задній фокальній площині фур'є-об'єктива. За таких умов відстань між площинами  $x_0y_0$  і  $x_1y_1$  буде дорівнювати  $l_{01} = \infty$ , відстань між площинами  $x_2y_2$  і  $x_3y_3 - l_{23} = f$  [8].

1. Вхідний транспарант розташований на довільній відстані  $l_{12}$  (рис. 1.11). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу визначається рівнянням [8]

$$V(x_3, y_3) = -\frac{2\pi V_0 C_{03} l_{12}}{jk} \exp \left[ jk \left( \frac{f-l_{12}}{2f^2} \right) (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \int \int_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.4)$$

$$\text{де } C_{03} = -\frac{\exp(j\frac{2\pi}{\lambda})}{j\lambda^3 l_{12} f}.$$

Зі співвідношення (1.4) видно, що функція  $V(x_3, y_3)$  пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта  $t_o(x_1, y_1)$  з просторовими частотами [8]

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}, \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (1.5)$$

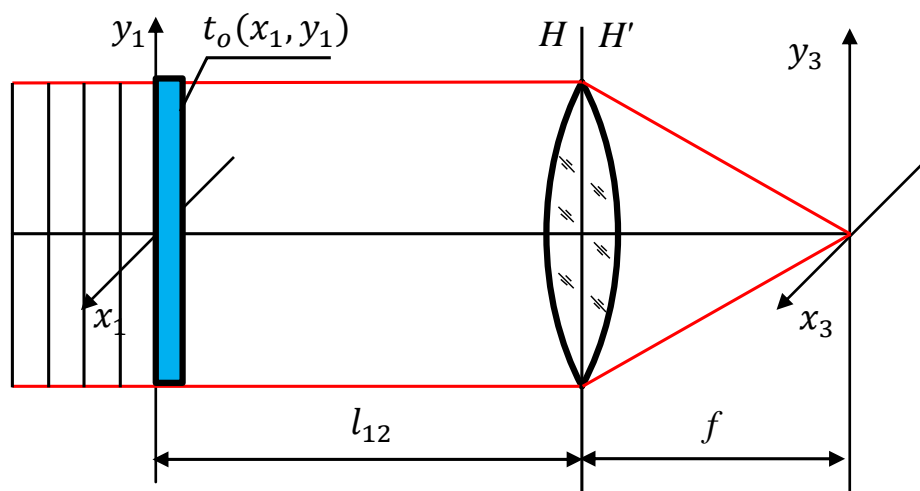


Рисунок 1.11. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований у передній фокальній площині об'єктива [8]

2. Вхідний транспарант розташований в площині фур'є-об'єктива, коли  $l_{12} = 0$  (рис. 1.12). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу визначається рівнянням [8]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda f} (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.6)$$

Зі співвідношення (1.6) видно, що функція  $V(x_3, y_3)$  пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта  $t_o(x_1, y_1)$  з просторовими частотами (1.5) [8].

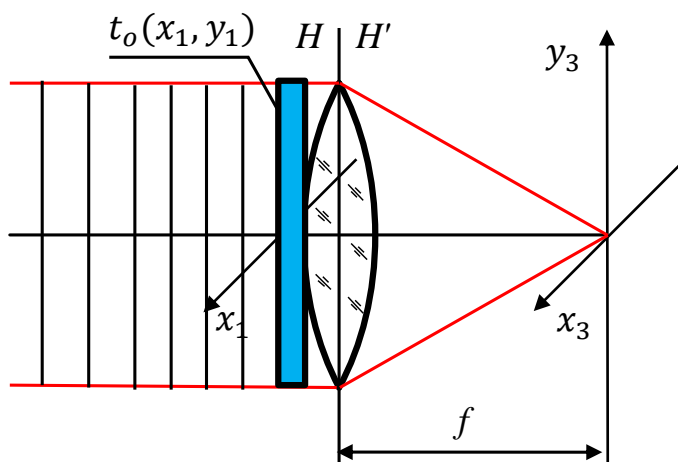


Рисунок 1.12. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований у площині об'єктива [8]



3. Вхідний транспарант розташований у передній фокальній площині фур'є-об'єктива, коли  $l_{12} = f$  (рис. 1.13). Тоді розподіл амплітуди поля у площині аналізу визначається рівнянням [8]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.7)$$

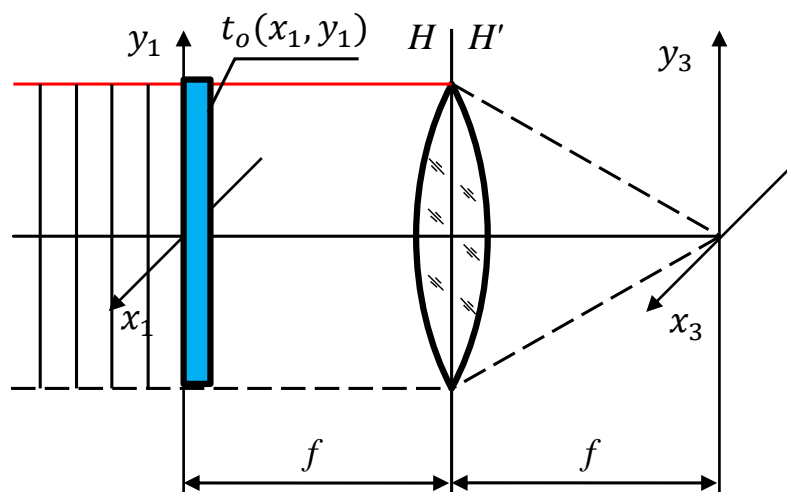


Рисунок 1.13. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований у передній фокальній площині об'єктива [8]

Розглянемо перетворення Фур'є двовимірної функції  $t_o(x_1, y_1)$  [8]:

$$\tilde{t}_o(v_x, v_y) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(v_x x_1 + v_y y_1)] dx_1 dy_1. \quad (1.8)$$

де  $v_x, v_y$  – просторові частоти.

Порівнявши вираз (1.7) з перетворенням Фур'є (1.8) впливає такий важливий висновок, що комплексна амплітуда світлового поля у задній фокальній площині лінзи з точністю до постійного множника  $V_0/j\lambda f$  являє собою просторовий спектр від амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта з просторовими частотами (1.5) [8,10].

4. Вхідний транспарант розташований між фур'є-об'єктивом і його задньою фокальною площиною, коли  $l_{12} \leq f$  (рис. 1.14). Тоді розподіл амплітуди поля у площині аналізу визначається рівнянням (1.9) [8].

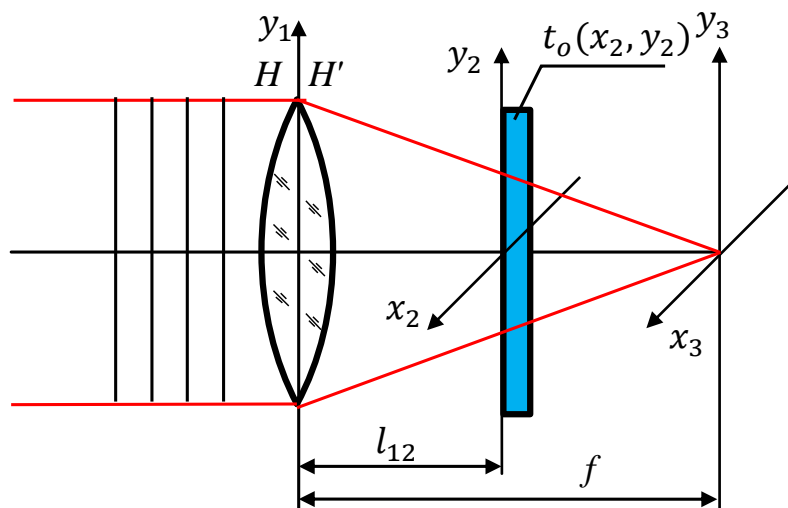


Рисунок 1.14. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований між фур'є-об'єктивом і його задньою фокальною площиною [8]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda l_{23}} (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \iint_{S_2} t_o(x_2, y_2) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda l_{23}} (x_3 x_2 + y_3 y_2) \right] dx_2 dy_2. \quad (1.9)$$

Зі співвідношення (1.9) видно, що функція  $V(x_3, y_3)$  пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта  $t_o(x_1, y_1)$  з просторовими частотами [8]

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda l_{23}}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda l_{23}}. \quad (1.10)$$

Однак у спектрі сигналу спостерігається квадратична фазова модуляція, яка виникає за рахунок фазового множника, що стоїть перед інтегралом у виразі (1.9) [10]. Усунення цього множника, тобто рівність одиниці, досягається тільки на оптичній осі системи або за  $l_{23} = \infty$ , що не має практичного значення [8].

Отже, дослідження поширення когерентних світлових хвиль в оптичних спектроаналізаторах, схеми яких представлені на рис. 1.11 – рис. 1.14, дозволяє зробити такі висновки:

1. Усі оптичні системи виконують двовимірне перетворення Фур'є функції, яка описує амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта [8].
2. У спектроаналізаторах, схеми яких представлені на рис. 1.7, рис. 1.8 і рис. 1.10, виникають фазові спотворення, що обумовлені наявністю квадратичного фазового

множника перед інтегралом. Цей факт не дозволяє використовувати такі спектроаналізатори в багато каскадних оптичних системах обробки інформації [8].

3. Фазові спотворення спектра, сформованого когерентним спектроаналізатором, можуть бути усунені тільки у схемі, представлений на рис. 1.9, якщо виконується умова  $l_{12} = f$ , тобто коли вхідний транспарант розташований у передній фокальній площині фур'є-об'єктива, а спектр сигналу вимірюється у задній фокальній площині об'єктива [8].

#### 1.4 Дослідження методичної похибки КОС

У підрозділі 1.3 було показано, що теоретичні основи роботи спектроаналізаторів базуються на рівнянні дифракції Френеля, яке наближено описує поширення світла у параксіальній області [10]. Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів, а також методам проектування оптичних систем, покладених в основу таких спектроаналізаторів [1,2,10–12,42]. У той же час відсутні дослідження похибок вимірювання спектрів сигналів, які обумовлені наближенням Френеля [8,29].

У цьому пункті досліджується методична похибка оптичного спектроаналізатора, яка обумовлена наближенням Френеля, з метою визначення допустимих похибок вимірювання просторової частоти у спектрі сигналу [8,29].

Узагальнена схема оптичного спектроаналізатора складається з когерентного джерела випромінювання, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і аналізатора світлового поля. Якщо транспарант розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і освітлюється плоскою хвилею з амплітудою  $V_0$  (рис. 1.13), то розподіл амплітуди поля у площині аналізу описується виразом (1.7), який представимо у вигляді [8,10,29]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_o(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.11)$$

де  $t_o(x_1, y_1)$  – функція амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта;  $f$  – фокусна відстань об'єктива.

### Обмеження при дифракції Френеля

У основі скалярної теорії дифракції лежить рівняння Кірхгофа, яке дозволяє знайти амплітуду поля  $V(P_0)$  в довільній точці  $P_0$  за екраном, якщо відома амплітуда поля  $V(P)$  в отворі екрану [1,2,8,9,29]

$$V(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} V(P) \frac{\exp(jkr)}{r} \cos(\vec{r} \wedge \vec{n}) dS, \quad (1.12)$$

де  $r = P_0P$  – відстань між точками  $P_0$  і  $P$ ;  $\vec{r} \wedge \vec{n}$  – кут між вектором  $\vec{r}$  і нормаллю  $\vec{n}$  до екрану;  $\Sigma$  – площа отвору;  $k$  – хвильове число.

Рівняння (1.12) для випадку, коли екран знаходиться у площині  $xu$ , а точка  $P_0$  – у площині  $x_0y_0$ , яка паралельна площині  $xu$  і розташована на відстані  $z$  від неї (рис. 1.15), визначається рівнянням дифракції Релея-Зоммерфельда [8,29]

$$V(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) h(x, y; x_0, y_0) dx dy, \quad (1.13)$$

де  $h(x, y; x_0, y_0)$  – вагова функція дифракції Релея-Зоммерфельда,

$$h(x, y; x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr)}{r} \cos(\vec{r} \wedge \vec{n}); \quad (1.14)$$

$$r = P_0P = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + z^2} = z \sqrt{1 + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2}}. \quad (1.15)$$

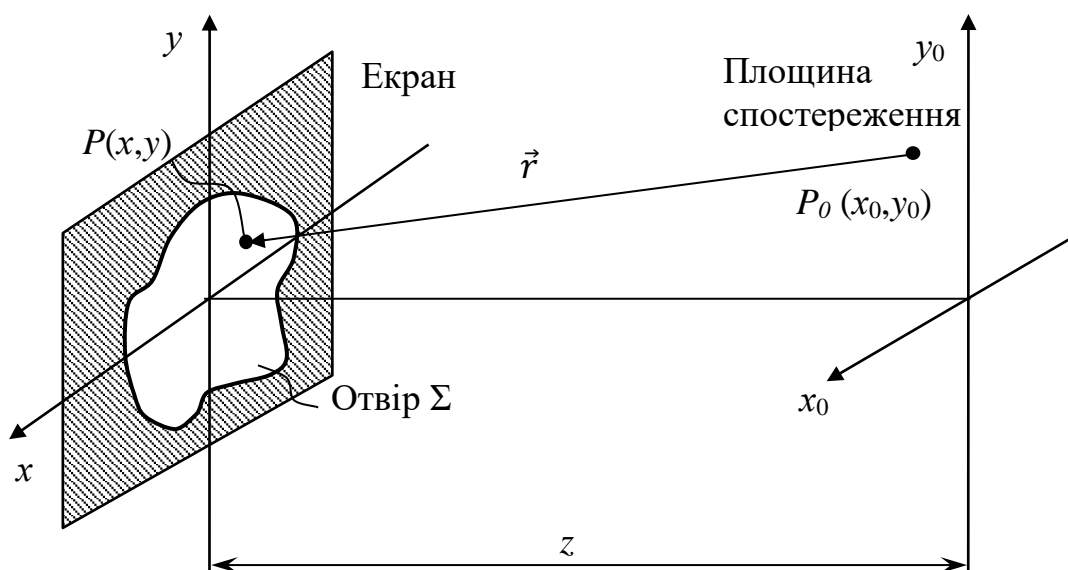


Рисунок 1.15. Схема дифракції Френеля [8,29]

Щоб спростити обчислення інтеграла (1.13), Френель запропонував такі наближення [8,29]:

1. Розмір отвору в екрані набагато менший за відстань  $z$  між площинами  $xu$  та  $x_0y_0$  [8,29].

2. Дифракція спостерігається в області біля центра системи координат  $x_0y_0$ , розміри якої набагато менші за відстань  $z$  [8,29].

За таких наближень можна вважати, що  $r = P_0P \approx z$ , а  $\cos(\vec{r} \wedge \vec{n}) \approx 1$ . Слід також зазначити, що в показнику експоненти у виразі (1.14) не можна замінити  $r$  на  $z$ , оскільки при цьому виникає значна фазова похибка [10]. Наприклад, якщо  $r = z + \Delta z$ , то  $kr = kz + k\Delta z$ . За  $\Delta z = 1 \text{ мм}$  і  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ,  $k\Delta z = 400\pi$  рад. [8,29].

Цю похибку можна зменшити, якщо подати вираз (1.15) у вигляді степеневого ряду та обмежитися двома членами ряду. Скористаємось розкладом функції  $\sqrt{1+t}$  у ряд [8,29]:

$$\sqrt{1+t} = 1 + \frac{1}{2}t - \frac{1}{8}t^2 + \frac{1}{16}t^3 - \frac{5}{128}t^4 + \dots, \quad (1.16)$$

тоді

$$r \approx z \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2} \right]. \quad (1.17)$$

Наближення Френеля (1.17) виконується, якщо  $\frac{1}{8}t^2 \ll 1$  або

$$kz \frac{1}{8} \left[ \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2} \right]^2 \ll 1 \text{ радіан},$$

Звідси [8,29]

$$z \gg \left\{ \frac{\pi}{4\lambda} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2]^2 \right\}^{1/3}. \quad (1.18)$$

Простір за екраном, який задовольняє умову (1.18), називають областю дифракції Френеля. Наприклад, якщо  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ , а максимальні розміри отвору в екрані та області спостереження становлять  $1 \text{ см}$ , то  $z \gg 40 \text{ см}$  [8,10,29].

Підставимо наближення (1.18) у вираз (1.14). Тоді інтеграл (1.13) матиме вигляд [8,10,29]

$$\begin{aligned} V(x_0, y_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) \frac{1}{j\lambda z} \exp \left\{ jkz \left[ 1 + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{2z^2} \right] \right\} dx dy = \\ &= \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2] \right\} dx dy. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Вираз (1.19) називають рівнянням дифракції Френеля. Множник  $\exp(jkz)$  визначає постійний фазовий зсув, який не впливає на розподіл поля  $V(x_0, y_0)$ , а тому надалі його не будемо враховувати [8,10,29].

### Залежність методичної похибки від кута дифракції

Дифракцію світла можна розглядати, як суму плоских хвиль різних просторових частот  $v_x, v_y$ , які розповсюджуються під кутами дифракції  $\varphi_{dx}, \varphi_{dy}$  відповідно. Залежність кута дифракції від просторової частоти при поширенні світла у вільному просторі визначається рівняннями [2,8,10,29]

$$\sin \varphi_{dx} = v_{x,fs} \lambda \text{ і } \sin \varphi_{dy} = v_{y,fs} \lambda, \quad (1.20)$$

де  $\varphi_{dx}, \varphi_{dy}$  – кути між хвильовим вектором  $\vec{k}$ , який співпадає з напрямком поширення дифрагованого світла, і площинами  $yz$  і  $xz$  відповідно (рис. 1.16);  $v_{x,fs}, v_{y,fs}$  – просторові частоти хвиль у вільному просторі [8,29].

При дифракції Френеля просторові частоти визначаються співвідношенням (1.5). Користуючись рис. 1.15 та виразами (1.5) і (1.20) знаходимо кути дифракції

$$\operatorname{tg} \varphi_{dx} = \frac{x_0}{z} = v_{x,F} \lambda \text{ і } \operatorname{tg} \varphi_{dy} = \frac{y_0}{z} = v_{y,F} \lambda, \quad (1.21)$$

де  $v_{x,F}, v_{y,F}$  – просторові частоти при дифракції Френеля.

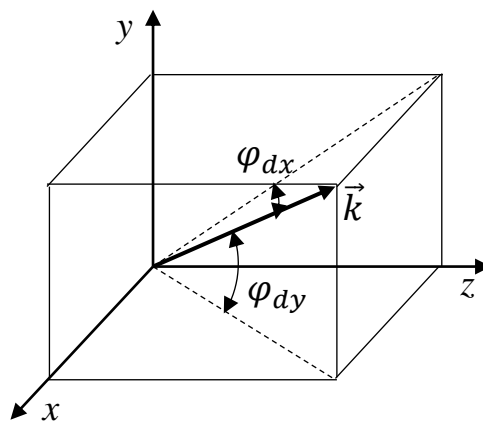


Рисунок 1.16. Кути дифракції при поширенні світла  
у напрямку хвильового вектору  $\vec{k}$  [8,29]

Тоді методична похибка у визначенні просторової частоти дифрагованого світла дорівнює [8,29]

$$\Delta v_x = v_{x,F} - v_{x,fs} = \frac{1}{\lambda} (\operatorname{tg} \varphi_{dx} - \sin \varphi_{dx}) \quad \text{і}$$

$$\Delta v_y = v_{y,F} - v_{y,fs} = \frac{1}{\lambda} (\operatorname{tg} \varphi_{dy} - \sin \varphi_{dy}). \quad (1.22)$$

На рис. 1.17 представлено одновимірний графік залежності похибки вимірювання просторової частоти від кута дифракції. Аналіз функції (1.22) і її графіка показує, що для довжини хвилі  $\lambda = 0,5$  мкм при куті дифракції  $\varphi_{dx} = 5^\circ$  похибка вимірювання просторової частоти становить  $\Delta v_x = 0,67 \text{ мм}^{-1}$ , а при куті дифракції  $\varphi_{dx} = 10^\circ$  —  $\Delta v_x = 5,4 \text{ мм}^{-1}$  [8,29].

Визначимо відносну похибку вимірювання просторової частоти  $\delta v_x$ . З рівнянь (1.20) і (1.22) маємо [8,29]

$$\delta v_x = \frac{\Delta v_x}{v_x} = \frac{\operatorname{tg} \varphi_{dx} - \sin \varphi_{dx}}{\sin \varphi_{dx}} = \frac{1}{\cos \varphi_{dx}} - 1. \quad (1.23)$$

Для кута дифракції  $\varphi_{dx} = 5^\circ$  відносна похибка становить  $\delta v_x = 0,38\%$ , а для кута дифракції  $\varphi_{dx} = 10^\circ$  —  $\delta v_x = 1,54\%$  [8,29].

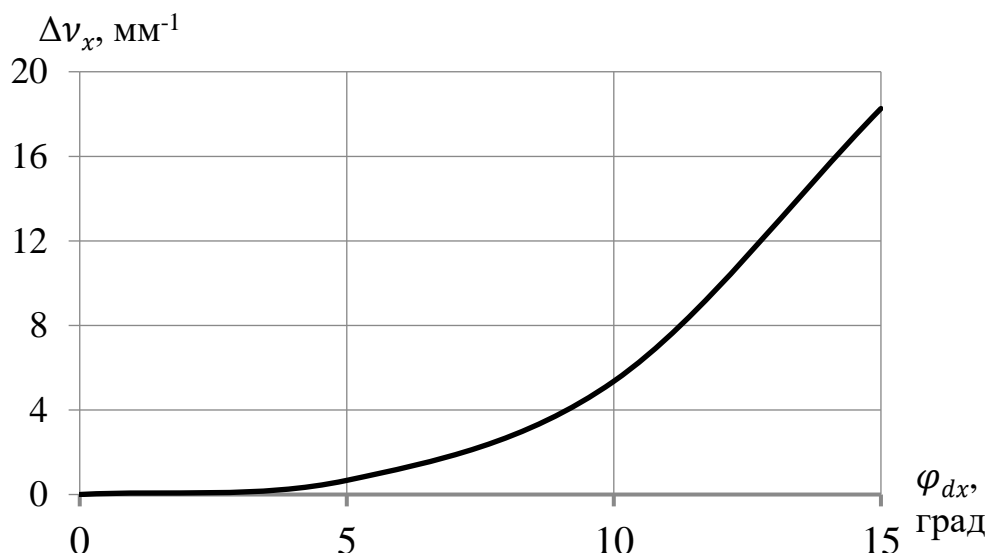


Рисунок 1.17. Залежність методичної абсолютної похибки визначення просторової частоти від кута дифракції для довжини хвилі 0,5 мкм [8,29]

Визначимо відносну похибку для максимальної просторової частоти спектроаналізатора, яка визначається за формулою [8,11,29]

$$\nu_{x,\max} = \frac{x_{3,\max}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}, \quad (1.24)$$

де  $D_p$  і  $f$  – діаметр вхідної зіниці і фокусна відстань фур'є-об'єктива;  $a$  – розмір вхідного транспаранта. В статті [12] було встановлено, що максимальне значення просторової частоти буде при умові, що  $D_p = 2a$ .

З рис. 1.18 знаходимо кут дифракції  $\phi_{dx}$ , який відповідає максимальній просторовій частоті [8,29]

$$\operatorname{tg} \phi_{dx} = \frac{D_p - a}{2f}. \quad (1.25)$$



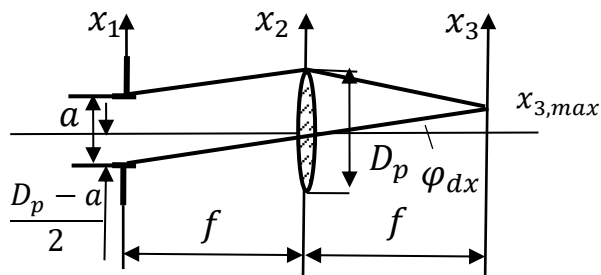


Рисунок 1.18. Схема КОС для визначення максимальної просторової частоти [8]

### Приклад розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти КОС

Розглянемо КОС, компоненти якого мають такі параметри [8,29]:

1. Розмір вхідного транспаранта  $a = 25$  мм.
2. Фокусна відстань і діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива  $f = 100$  мм і  $D_p = 50$  мм відповідно.
3. Довжина хвилі лазера  $\lambda = 0,6328$  мкм.

З рис. 1.14 знаходимо кут дифракції, який відповідає точці  $x_3, 0$  у площині аналізу  $x_3 u_3$

$$\varphi_d(x_3) = \arctg \frac{x_3}{f}. \quad (1.26)$$

Тоді абсолютна похибка визначення просторової частоти згідно (1.22) дорівнює

$$\Delta v_x = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{x_3}{f} - \sin(\arctg \frac{x_3}{f}) \right]. \quad (1.27)$$

При цьому максимальна абсолютна похибка з урахуванням (1.25) становить [8,29]

$$\Delta v_{x,\max} = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{a}{2f} - \sin(\arctg \frac{a}{2f}) \right] = \frac{1000}{0,6328} \left[ \frac{25}{200} - \sin(\arctg \frac{25}{200}) \right] = 1,5 \text{ мм}^{-1}.$$

Відносна похибка визначення просторової частоти згідно (1.23) дорівнює [8,29]

$$\delta v_x = \frac{1}{\cos\left(\arctg \frac{x_3}{f}\right)} - 1. \quad (1.28)$$

При цьому максимальна абсолютна похибка з урахуванням (1.25) становить [8,29]

$$\delta v_{x,\max} = \frac{1}{\cos\left(\arctg \frac{a}{2f}\right)} - 1 = 0,78\% .$$

Таким чином, в результаті дослідження методичної похибки вимірювання просторової частоти спектра сигналу за допомогою оптичного спектроаналізатора отримані такі результати [8,29]:

1. Формули, які застосовуються для визначення просторової частоти спектра сигналу, справедливі тільки для параксіальної області [29].
2. Отримано рівняння для наближення Френеля в залежності від кута дифракції світла, яке дозволило визначити обмеження просторової спектральної області в залежності від відносної похибки вимірювання просторової частоти [29].
3. Встановлено, що наближення Френеля в межах кута дифракції від  $0^\circ$  до  $10^\circ$  забезпечує відносну похибку меншу за 1,5%. В той же час при куті дифракції  $20^\circ$  вона становить 6,4 % [29].
4. Отримано рівняння для абсолютної методичної похибки вимірювання просторової частоти, яке залежить від параметрів компонентів спектроаналізатора. Це рівняння можна використовувати для компенсації методичної похибки при комп'ютерній обробці вихідного сигналу спектроаналізатора [29].

### 1.5 Цифрові когерентні оптичні спектроаналізатори

Обмеження ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів обумовлено просторовим розділенням і швидкодією пристроїв вводу (вхідного транспаранта) і виводу (реєстратора просторового спектра) оптичних сигналів [6,8,43]. У сучасних КОС в якості пристроїв вводу оптичної інформації (зображення)

використовують матричні просторово-часові модулятори світла (ПЧМС), амплітудні коефіцієнти пропускання або відбиття пікселів яких визначається досліджуваним сигналом [44,45]. Вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання (МПВ), який перетворює неперервний розподіл інтенсивності світла у відеосигнал цифрової форми з подальшою його комп'ютерною обробкою, що значно розширює ефективність застосування КОС [46,47].

Використання матричних пристроїв вводу і виводу оптичних сигналів призводить до перетворення вхідного і вихідного сигналу у дискретну цифрову форму. Тому такі пристрої називають цифровими когерентними оптичними спектроаналізаторами (ЦКОС) [8].

Розглянемо фізико-математичну модель ЦКОС [16–20].

Класична схема ЦКОС, що наведена на рис. 1.19, складається з просторового модулятора світла (ПМС), фур'є-об'єктива і реєстратора світлового поля [1,2,3,8]. Модулятор світла розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і має амплітудний коефіцієнт пропускання  $t_m(x_1, y_1)$ , який визначається матричною структурою модулятора і відеосигналом зображення. Модулятор освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою  $V_0$  і формує за модулятором розподіл поля  $V_1(x_1, y_1)$ . Фур'є-об'єктив здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди цього поля і формує у задній фокальній площині просторовий спектр  $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$  функції  $V_1(x_1, y_1)$ . Матричний приймач випромінювання перетворює інтенсивність світлового поля  $I_3(x_3, y_3)$  у відеосигнал  $u_D(x_3, y_3)$ . Якщо ЦКОС використовується у системі просторової спектральної фільтрації оптичного сигналу, тобто коли спектр сигналу  $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$  множиться на передавальну функцію фільтра  $H_f(\nu_x, \nu_y)$  з наступним перетворенням Фур'є, то в задній фокальній площині об'єктива розташовують другий ПЧМС, пропускання якого визначається функцією  $H_f(\nu_x, \nu_y)$  [8].

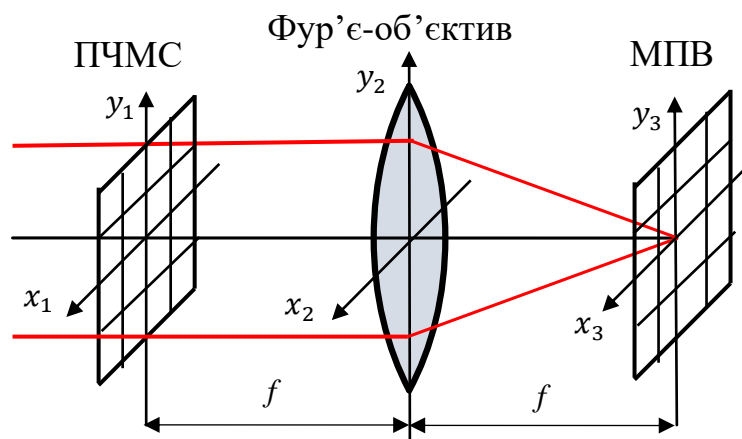


Рисунок 1.19. Схема цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора

Згідно співвідношенню (1.7) просторовий спектр  $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$  оптичного сигналу  $V_1(x_1, y_1)$  визначається з рівняння

$$V(x_3, y_3) = \frac{1}{j\lambda f} \tilde{V}_1\left(\nu_x = \frac{x_3}{\lambda f}, \nu_y = \frac{y_3}{\lambda f}\right). \quad (1.29)$$

Таким чином, ЦКОС є оптико-електронним пристроєм, у якому вхідний аналоговий сигнал записується за допомогою ПЧМС в дискретному вигляді як амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора. Просторовий спектр сигналу реєструється МПВ у вигляді дискретного відеосигналу [8].

Існує велика кількість монографій і статей [1–11], де розглядаються фізико-математичні моделі, у яких вхідний сигнал і його просторовий спектр представляють у вигляді статичного аналогового сигналу. У той же час відсутні дослідження ЦКОС, у якому вхідний і вихідний сигнал мають дискретну форму. Така форма сигналу призводить до значних спотворень вимірюваного спектра сигналу і тому виникає необхідність розробки фізико-математичної моделі ЦКОС, у якому використовуються матричні ПЧМС і МПВ. Метою такої моделі є узгодження параметрів модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання для підвищення ефективності використання спектроаналізаторів [8].

## Висновки до розділу 1

1. Аналіз сучасного стану оптичних методів і систем обробки інформації, у тому числі і зображень, свідчить про їх широке застосування в різних сферах науки і

техніки, що обумовлено їх здатністю обробляти двовимірні масиви інформації зі швидкістю поширення світла, які змінюються у просторі і часі. Основною складовою таких систем є когерентний оптичний спектроаналізатор (КОС) [8].

2. Проведений на основі скалярної теорії дифракції Френеля аналіз процесу поширення когерентного світла через узагальнену оптичну систему КОС, яка складається з лазера, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і реєстратора вихідного сигналу, дозволив встановити, що найбільш перспективною є схема з розташуванням вхідного транспаранта у передній фокальній площині об'єктива. За таких умов у задній фокальній площині фур'є-об'єктива формується розподіл амплітуди поля, який пропорційний просторовому спектру вхідного сигналу (коефіцієнту пропускання транспаранта) [8].

3. Проведені дослідження методичної похибки вимірювання просторової частоти спектра сигналу за допомогою КОС показали, що відомі формули, які застосовуються для визначення просторової частоти спектра сигналу, справедливі тільки для параксіальної області. Розроблено новий метод розрахунку відносної похибки, застосування якого на прикладі заданого спектроаналізатора показало, що наближення Френеля у межах кута дифракції від  $0^\circ$  до  $10^\circ$  забезпечує відносну похибку меншу за 1,5%. В той же час при куті дифракції  $20^\circ$  вона становить 6,4% [8].

4. Обґрунтовано, що використання в цифрових КОС матричних пристроїв вводу і виводу оптичних сигналів дозволяє досліджувати і обробляти двовимірні оптичні сигнали, які змінюються у просторі і часі. Однак це вимагає перетворення вхідного і вихідного сигналу в дискретну цифрову форму, що спотворює просторовий спектр сигналу на виході ЦКОС. Для дослідження таких спотворень необхідна розробка фізико-математичної моделі ЦКОС, який використовує матричні модулятори світла і приймачі випромінювання [8].

## РОЗДІЛ 2

### ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ЦИФРОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

#### 2.1 Функціональні перетворення світла у ЦКОС

Узагальнена схема ЦКОС складається з послідовно розташованих елементів: джерела когерентного випромінювання (лазера), освітлювальної оптичної системи, просторово-часового модулятора світла, фур'є-об'єктива та матричного приймача випромінювання (рис. 2.1) [8].

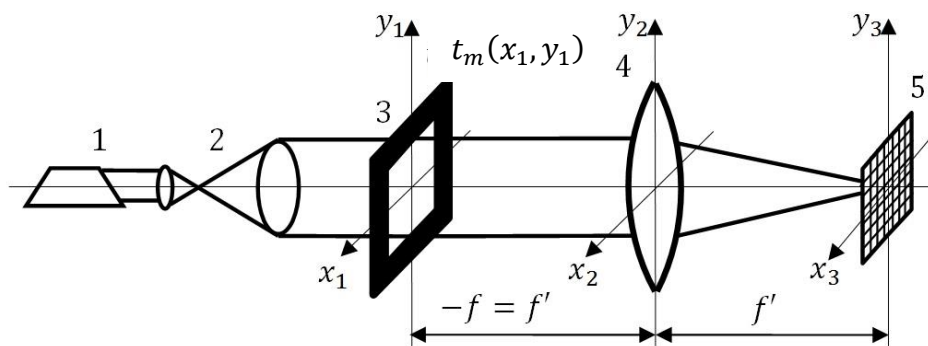


Рисунок 2.1. Схема ЦКОС [8]: 1 – лазер; 2 – оптична система, що формують паралельний пучок променів; 3 – просторово-часовий модулятор світла; 4 – фур'є-об'єктив; 5 – матричний приймач випромінювання

Плоска когерентна світлова хвиля від лазера освітлює ПЧМС, де відбувається дифракція світла. Якщо ПЧМС, що має амплітудний коефіцієнт пропускання  $t_m(x_1, y_1)$ , який відповідає досліджуваному оптичному сигналу (зображенню), розташований у передній фокальній площині  $x_1 y_1$  фур'є-об'єктива, то розподіл амплітуди поля у його задній фокальній площині  $x_3 y_3$ , де розташований МПВ, описується виразом (1.7) [8]:

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_p}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (2.1)$$

де  $f$  – фокусна відстань об'єктива;  $V_p$  – амплітуда світлової хвилі, яка нормально падає на модулятор.

Аналіз виразу (2.1) показує, що комплексна амплітуда світлового поля в задній фокальній площині фур'є-об'єктива з точністю до постійного множника  $V_p/j\lambda f$  являє собою просторовий спектр від амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора  $t_m(x_1, y_1)$  з просторовими частотами [8]

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (2.2)$$

Далі МПВ перетворює розподіл освітленості (інтенсивності)  $E(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2$  в електричний сигнал, який може оброблятися за допомогою мікропроцесора з метою визначення параметрів спектра вхідного сигналу [8].

## 2.2 Математичні моделі компонентів ЦКОС

Для розрахунку сигналу на виході МПВ спектроаналізатора необхідно розробити моделі і визначити необхідні характеристики окремих компонентів узагальненої моделі ЦКОС, а саме: освітлювальної системи, ПЧМС, фур'є-об'єктива та МПВ [8].

### 2.2.1 Освітлювальна система

Освітлювальна система призначена для створення плоскої хвилі, яка рівномірно освітлює вхідну апертуру модулятора когерентним випромінюванням. До складу такої системи входить когерентне джерело випромінювання у вигляді газового або напівпровідникового лазера та розширювач лазерного пучка [8].

#### Когерентне джерело випромінювання

В якості джерела когерентного випромінювання у ЦКОС використовують гелій-неонові та напівпровідникові лазери. Найбільш широкого поширення в КОС в якості джерела когерентного випромінювання знайшли гелій-неонові лазери на інертних атомах гелію He і неону Ne. Генерація здійснюється на переходах атома неону, а гелій додається для істотного підвищення ефективності накачки за рахунок резонансної передачі енергії збудження ( $\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$ ) [8,48,49].

Головним недоліком He–Ne-лазера є його великі габарити і малий коефіцієнт корисної дії. З часом вихідна потужність випромінювання He–Ne-лазера зменшується

через порушення складу газу в трубці. Перевагами гелій-неонового лазера є висока ступінь когерентності, малий кут розбіжності та стабільність випромінювання [8].

Перевагами напівпровідникового лазера є малі габарити, високий к.к.д. (до 70%), а недоліком – низька когерентність, великий кут розбіжності та нестабільність випромінювання. Такі лазери мають відносно широку спектральну смугу випромінювання  $\Delta\lambda$ . Згідно формули  $L = m\lambda_0/2n$  уздовж довжини резонатора  $L$  повинно розміщуватись ціле число  $\lambda/2 = \lambda_0/2n$ , де  $m$  – ціле число;  $n$  – показник заломлення напівпровідника. З цієї формули можна розрахувати спектральну ширину між сусідніми спектральними лініями  $\Delta\lambda = \lambda_0/2nL$  [8].

Таким чином, завдяки своїм високим к.к.д. і спектральним характеристикам напівпровідникові лазери знаходять широке застосування у різних областях науки і техніки, у тому числі в оптичних системах обробки інформації [8].

Для математичного моделювання лазерів, як джерела випромінювання для ЦКОС, будемо використовувати такі характеристики [8]:

1. Потужність випромінювання  $\Phi_l$ .
2. Довжина хвилі випромінювання  $\lambda$ .
3. Характер випромінювання (одномодовий або багатомодовий).
4. Кут розбіжності лазерного пучка  $\theta_l$ .

Гелій-неоновий лазер випромінює спектральну лінію з довжиною хвилі 632,8 нм, має вузьку ширину спектра  $\Delta\nu = 1,4$  ГГц і може працювати в одномодовому режимі [8].

У свою чергу кут розбіжності  $\theta_l$  лазерного пучка визначається його конфокальним параметром  $R_l$  [8,48]

$$\theta_l = \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi R_l}} = \frac{\lambda}{\pi \omega_l}, \quad (2.3)$$

де  $\omega_l$  – радіус пучка основної моди в площині перетяжки,

$$\omega_l = \sqrt{\frac{\lambda R_l}{2\pi}}. \quad (2.4)$$



Радіус пучка збільшується зі збільшенням відстані  $z$  від перетяжки по закону

$$\omega(z) = \omega_l \sqrt{1 + \frac{2z}{R_l}}. \quad (2.5)$$

Величина кута  $\theta_l$  являє собою розбіжність пучка від його осі до рівня зниження інтенсивності в  $e^2$  разів від максимального значення. Для того щоб знайти кут розбіжності  $\theta_0$ , який відповідає зниженню інтенсивності до заданого рівня  $I_0$ , скористаємося формулою для розподілу інтенсивності у лазерному пучку для основної моди [8,48]

$$I_0(r_0) = I_{\max} \exp(-2r_0^2 / \omega_l^2). \quad (2.6)$$

Звідси

$$r_0 = \omega_l \sqrt{0,5 \ln(I_{\max} / I_0)}. \quad (2.7)$$

### Оптична система розширювача лазерного пучка

Для рівномірного освітлення вхідного транспаранта використовують двокомпонентні оптичні системи, які перетворюють лазерний пучок малого діаметра  $\omega_l$  у пучок великого діаметра  $\omega_o$  (рис. 2.1). Вимога перетворити лазерний пучок малого діаметра  $\omega_l$  у пучок великого діаметра  $\omega_o$  співпадає з вимогою перетворити пучок з великою кутовою розбіжністю  $\theta_l$  у пучок з малою розбіжністю  $\theta_o$  (рис. 2.2) [8].

Для телескопічної системи відношення розбіжності пучка на виході до розбіжності пучка на вході дорівнює

$$\frac{\theta_o}{\theta_l} = \frac{\omega_l}{\omega_o} = \left| \frac{f_1'}{f_2'} \right|, \quad (2.8)$$

де  $f_1'$ ,  $f_2'$  – задні фокусні відстані компонентів системи [8].

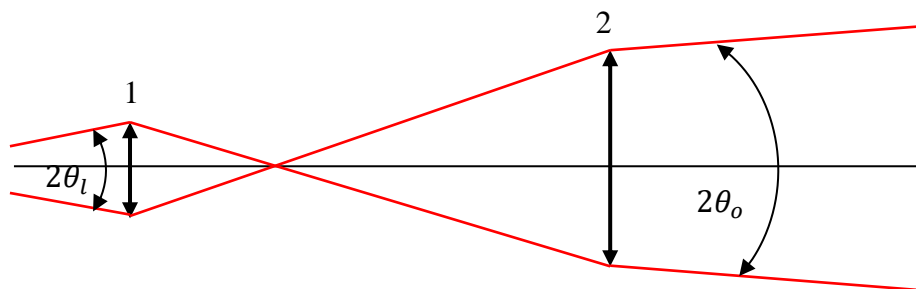


Рисунок 2.2. Колімація лазерного пучка телескопічною системою [8]

Для моделювання оптичної системи розширювача пучка розглянемо спочатку перетворення лазерного пучка додатною лінзою (рис. 2.3). Так як дифракційний характер зміни параметрів лазерного пучка зберігається і за лінзою, то перетворений пучок можна характеризувати новим конфокальним параметром  $R'_l$  і відстанню  $d'$  від лінзи до перетяжки.

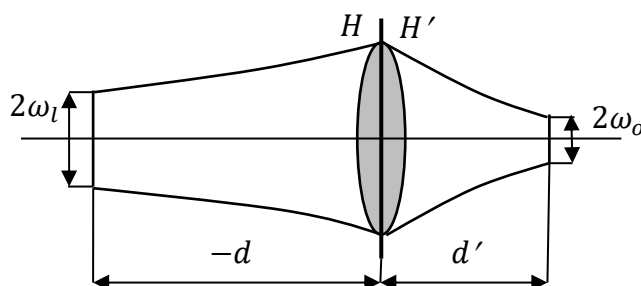


Рисунок 2.3. Перетворення лазерного пучка тонкою додатною лінзою [8]

Якщо перетяжка пучка знаходиться на відстані  $-d$  від лінзи з фокусною відстанню  $f$ , то конфокальний параметр  $R'_l$  пучка за лінзою визначається за формулою [8]

$$R'_l = \frac{R_l}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2}. \quad (2.9)$$

Положення перетяжки лазерного пучка за лінзою визначається за формулою [8]

$$1 - \frac{d'}{f} = \frac{1+d/f}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2}. \quad (2.10)$$

Формули (2.9) і (2.10) записані з врахуванням правила знаків, що прийняті в теорії оптичних систем, тобто  $d$  відраховується від лінзи і вважається додатною величиною, якщо перетяжка розташована справа від лінзи уздовж напрямку

поширення світла. Ці формули є основними при габаритному розрахунку оптичних систем з лазерами [8].

Якщо перетяжку і її зображення оптичною системою розглядати як предмет і його зображення, то [8]

- поперечне збільшення в перетяжках лазерного пучка

$$\beta_l = \frac{\omega'_l}{\omega_l} = \sqrt{\frac{R'_l}{R_l}}, \quad (2.11)$$

- кутове збільшення для лазерного пучка

$$\gamma_l = \frac{\theta'_l}{\theta_l} = \sqrt{\frac{R_l}{R'_l}}. \quad (2.12)$$

Для колімації випромінювання лазера часто застосовують телескопічні системи (рис. 2.2). Задача першого компонента полягає у збільшенні кутової розбіжності пучка, за якої після перетяжки пучок променів швидко розбігається і формує необхідний діаметр на другому компоненті на відносно невеликій відстані. В якості першого компонента можна використовувати додану або від'ємну лінзу. Другий компонент встановлюють так, щоб перетяжка пучка, перетворена першим компонентом, розташовувалась в передній фокальній площині другого компонента [8].

Збільшення телескопічної системи, тобто відношення розбіжності пучка на виході до розбіжності пучка на вході, дорівнює [8]

$$\Gamma_t = \frac{\theta_{l2}}{\theta_l} = \frac{\omega_l}{\omega_{l2}} = \left| \frac{f'_1}{f'_2} \right|. \quad (2.13)$$

Розглянемо методику моделювання освітлювальної системи, побудованої на основі телескопічної системи (ТС) Кеплера, яка повинна мати такі вихідні дані [8]:

1. Лазер: He-Ne-лазер працює у одномодовому режимі; довжина хвилі випромінювання  $\lambda = 0,6328$  мкм; кут розбіжності  $\theta_l = 10$  кут. хв., положення перетяжки співпадає з вихідним дзеркалом [8].

2. Вхідний модулятор КОС має розміри  $X_m \times Y_m = 36 \times 24$  мм [8].

3. Зменшення освітленості на краю модулятора складає 50% від максимального значення [8].

Необхідно знайти [8]:

1. Фокусні відстані і відносні отвори двох компонентів ТС:  $f'_1$ ,  $f'_2$  і  $D_{p1}/f'_1$ ,  $D_{p2}/f'_2$  [8].

2. Відстань  $-d_1$  від лазера до ТС і відстань  $d'_2$  від ТС до модулятора [8].

Алгоритм розрахунку наступний [8]:

1. Розраховуємо необхідний діаметр пучка  $2\omega_{o0}$  у площині модулятора, виходячи з умови розташування прямокутного модулятора в круглому перетині пучка, тобто прямокутник розміром  $X_m \times Y_m = 36 \times 24$  мм повинен бути вписаним у коло діаметром  $2\omega_{o0}$  [8]:

$$2\omega_{o0} = \sqrt{X_m^2 + Y_m^2} \approx 44 \text{ мм.}$$

2. Пучок діаметром  $2\omega_{o0}$  повинен забезпечити зменшення освітленості на краю транспаранта на 50% від максимального значення (рис. 2.4). Користуючись формулою (2.6) знаходимо радіус  $\omega_{l2}$  пучка на рівні зниження інтенсивності в  $e^2$  разів від максимального значення [8]

$$\omega_{l2} = \frac{\omega_{o0}}{\sqrt{0,5 \ln[I_{max}/I_0]}} = \frac{22}{\sqrt{0,5 \ln(\frac{1}{0,5})}} = 37 \text{ мм.} \quad (2.14)$$

3. Знаходимо збільшення ТС  $\Gamma_t$ , вважаючи, що радіус перетяжки лазерного пучка на виході ТС у першому наближенні дорівнює радіусу  $\omega_{l2}$ . Радіус перетяжки лазерного пучка знаходимо з формули (2.3) [8]

$$\omega_l = \frac{\lambda}{\pi \theta_l} = \frac{0,6328 \cdot 10^{-3}}{9,26 \cdot 10^{-4}} = 0,69 \text{ мм.} \quad (2.15)$$

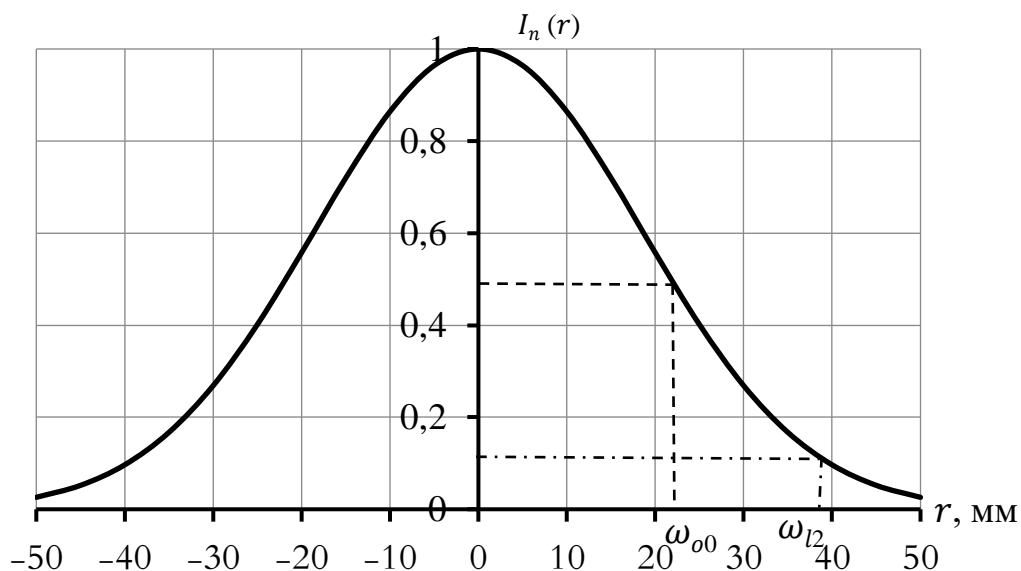


Рисунок 2.4. Нормований розподіл інтенсивності у площині транспаранта

За формулою (2.13) знаходимо, що [8]

$$\Gamma_t = \frac{\omega_l}{\omega_{l2}} = \left| \frac{f'_1}{f'_2} \right| = \frac{0,69}{37} = 0,019.$$

4. Визначаємо фокусну відстань  $f'_1$  і відносний отвір першого компонента ТС [8].

4.1. Фокусну відстань лінзи  $f'_1 = 5$  мм і її розташування  $-d_1 = 10f'_1 = 50$  мм обираємо довільно, виходячи з конструкторських і технологічних міркувань [8].

4.2. Діаметр вхідної зіниці  $D_{p1}$  (світлового діаметра) першого компонента визначається діаметром лазерного пучка  $2\omega_1(z)$  на першому компоненті, який розраховується за формулою (2.5), коли  $z = -d_1 = 50$  мм. Конфокальний параметр лазерного пучка знаходимо з формули (2.3) [8].

У свою чергу кут розбіжності  $\theta_l$  лазерного пучка визначається його конфокальним параметром  $R_l$  [8,48]

$$R_l = \frac{2\lambda}{\pi\theta_l^2} = \frac{2 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3}}{\pi(9,26 \cdot 10^{-4})^2} = 470 \text{ мм.} \quad (2.16)$$

Тоді

$$2\omega_1(z) = 2 \cdot 0,78 \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 50}{470}} = 1,72 \text{ мм.}$$

З технологічних міркувань обираємо  $D_{p1} = 2 \text{ мм.}$  За цих умов перший компонент має відносний отвір  $D_{p1}: f'_1 = 1: 2,5$  [8].

5. Положення перетяжки  $d'_1$  за першим компонентом визначаємо з формули (2.10). За формулою (2.9) розраховуємо конфокальний параметр  $R'_{l1}$  пучка за лінзою [8]

$$R'_{l1} = \frac{470}{(1-50/5)^2 + (470/10)^2} = 0,21 \text{ мм.}$$

Тоді [8]

$$d'_1 = f'_1 \left[ 1 - \frac{1+d/f}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2} \right] = 5 \left[ 1 + \frac{9}{(1-50/5)^2 + (470/10)^2} \right] = 5,02 \approx 5 \text{ мм.}$$

Це означає, що перетяжка перетвореного пучка знаходиться у задній фокальній площині першого компонента [8].

6. Визначимо фокусну відстань  $f'_2$  і відносний отвір другого компонента ТС [8].

6.1. Фокусну відстань лінзи  $f'_2$  знаходимо з формули (2.13) [8]

$$f'_2 = \frac{f'_1}{\Gamma_t} = 263 \text{ мм.}$$

6.2. З умови рівності відносних отворів двох компонентів знаходимо діаметр вхідної зіниці другого компонента [8]

$$D_{p2} = f'_2 \frac{D_{p1}}{f'_1} = 263 \frac{1}{2,5} = 105 \text{ мм.}$$

7. Положення перетяжки  $d'_2$  за другим компонентом визначаємо з формули (2.10). За формулою (2.9) розраховуємо конфокальний параметр  $R'_{l2}$  пучка за другою лінзою, де  $R_{l2} = R'_{l1} = 0,21 \text{ мм}$  і  $-d_2 = f'_2 = 263 \text{ мм}$  [8]:

$$R'_{l2} = \frac{0,21}{(1-263/263)^2 + (0,21/2 \cdot 263)^2} \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ мм.}$$

Тоді  $d'_2 = f'_2 = 263$  мм. Це означає, що перетяжка лазерного пучка на виході ТС розташована у задній фокальній площині другого компонента [8].

З конструктивних міркувань обираємо відстань між ТС і вхідним транспарантом рівною 50 мм [8].

8. Діаметр лазерного пучка  $2\omega_2(z)$  на транспаранті знаходимо за формулою (2.5), де  $z = 188$  мм [8].

$$2\omega_2(z) = 2 \cdot 37 \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 213}{1,3 \cdot 10^6}} \approx 74 \text{ мм.}$$

9. Загальна довжина ТС в тонких компонентах складає  $L = f'_1 + f'_2 = 268$  мм [8].

### 2.2.2 Просторово-часовий модулятор світла

Просторовим модулятором світла (ПМС) називають оптичний пристрій (наприклад, діапозитив, дифракційна ґратка, діафрагма, фазова пластинка і т.п.), який розташований на шляху пучка світла для здійснення певного перетворення амплітуди і/або фази світлової хвилі. Дія модулятора описується комплексною функцією амплітудного коефіцієнта пропускання (відбиття)  $t_m(x_1, y_1)$ , при цьому амплітуда поля за модулятором [8]

$$V'(x_1, y_1) = V(x_1, y_1)t_m(x_1, y_1), \quad (2.17)$$

де  $V(x_1, y_1)$  і  $V'(x_1, y_1)$  – розподіл амплітуди світлового поля до і після модулятора відповідно.

ПМС використовуються при створенні оптичних інформаційних систем. Крім того, вони знайшли широке застосування в динамічних голографічних системах [8,50].

Принцип модуляції світла у більшості випадків заснований на зміні комплексного показника заломлення середовища, що призводить до модуляції амплітуди або фази. Модуляція також можлива при деформації або зміні структури середовища, що призводить, наприклад, до зміни показника заломлення або рельєфу

матеріалу, до обертання площини поляризації світлової хвилі або зміни розсіювання світла [8].

Найчастіше використовують такі фізичні методи модуляції [8]:

1. Модуляція фази або поляризації світла на основі зміни показника заломлення оптичного середовища, наприклад, у результаті електрооптичних або акустооптичних ефектів в кристалах, переорієнтації молекул рідинного кристала (РК) [8].

2. Модуляція поляризації при обертанні площини поляризації світла, наприклад, у результаті магнітооптичних ефектів у кристалах (ефект Фарадея), переорієнтації молекул у спіральні закручених РК-структурах [8].

3. Модуляція фази світла при зміні показника заломлення, наприклад, у результаті фазових переходів у халькогенідному склі та РК, температурних зсувів, фотозбудження електронів у напівпровідниках [8].

4. Модуляція фази хвилі на основі зміни геометричного рельєфу поверхні матеріалу, наприклад, внаслідок взаємодії наведених електростатичних зарядів, електрострикції, п'єзоелектричного ефекту [8].

5. Модуляція амплітуди світлової хвилі на основі зміни поглинання світла матеріалом, наприклад, у результаті фото- або електрозбудження електронних станів у фотохромних і електрохромних матеріалах, зсуву краю смуги власного поглинання у напівпровідниках, зміни у них числа і рухомості носіїв [8].

6. Модуляція амплітуди світлової хвилі на основі зміни здатності середовища розсіювати світло, наприклад, у результаті структурного упорядкування оптичного середовища – РК, електрооптичної кераміки [8].

Перетворення одного виду модуляції в інший здійснюється за допомогою поляроїдів, фазових пластинок, інтерферометрів, при дифракції світла і т.п. [8].

В основі дії сучасних просторово-часових модуляторів світла (ПЧМС) лежать різні температурні, електрооптичні, магнітооптичні, акустооптичні та ін. ефекти – ефекти Поккельса, Керра, Фарадея, дифракція Брегга та ін. Такі модулятори виготовляють у вигляді електрично (ЕКТ) та оптично (ОКТ) керованих оптичних транспарантів [8].



Сучасні ПЧМС на основі рідинних кристалів (LC SLM – Liquid Crystal Spatial Light Modulators) мають матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання пікселів якої відповідає амплітуді відеосигналу (зображення). Тому такі пристрої дозволяють вводити у спектроаналізатор оптичні сигнали, які змінюються у просторі і часі [6,8].

Рідинно кристалічні ПЧМС побудовані на основі рідких кристалів – середовищ, що знаходяться у проміжному стані між рідиною і твердим тілом. Молекули РК мають протяжну форму, напрямком яких називається директором. По способу орієнтації директора розрізняють три типи РК: нематики, смектики, холестерики. У РК спостерігаються електрооптичні ефекти і ефекти зміни провідності, обумовлені взаємодією молекул з електричним полем. Деформація директора РК визиває зміну його оптичних властивостей (подвійного променезаломлення, оптичної активності, пропускання, розсіювання) і електричних властивостей (ємності, провідності, поляризації) [8].

Сьогодні на ринку ПЧМС переважають дві технології: модулятори на основі рідкокристалічних пікселів та мікроелектромеханічних систем (MEMS – microelectro-mechanical system) [[8,50].

Модулятори MEMS налічують до мільйона дзеркал, які керуються індивідуально і можуть працювати на частотах до 2 кГц. У більшості випадків вони використовуються у літографії для запису масок в глибокому УФ діапазоні (248 нм). В Дрездені був створений модулятор з форматом 2048×512 пікселів з алюмінієвих дзеркал розміром 16×16 нм<sup>2</sup> [8,51].

На рис. 2.5 наведена матрична структура модулятора розміром  $X_m \times Y_m$  і періодом  $V_m \times W_m$ . Кожен піксель має прозору частину розміром  $v_m \times w_m$ . Амплітудний коефіцієнт пропускання такого модулятора при відсутності вхідного сигналу визначається функцією [8,16–20,42]

$$\begin{aligned} t_{m0}(x_1, y_1) &= \left\{ \text{rect}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{v_m}\right) * \left[ \frac{1}{V_m} \text{comb}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{V_m}\right) \text{rect}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{X_m}\right) \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ \text{rect}\left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{w_m}\right) * \left[ \frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{W_m}\right) \text{rect}\left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{Y_m}\right) \right] \right\} = \\ &= t_{m0x}(x_1) t_{m0y}(y_1). \end{aligned} \quad (2.18)$$

де  $x_{1m0}, y_{1m0}$  – координати центра нульового (центрального) пікселя відносно початку системи координат  $x_1 y_1$ , які визначають зміщення центра матриці модулятора відносно оптичної вісі КОС;

$$\text{rect}(z) - \text{rect-функція, } \text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{коли } |z| \leq 1/2 \\ 0, & \text{коли } |z| > 1/2 \end{cases};$$

$$\text{comb}(z) - \text{comb-функція, } \text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n).$$

В формулі (2.18) вирази в квадратних дужках визначають періодичну структуру матриці розміром  $X_m \times Y_m$  [8].

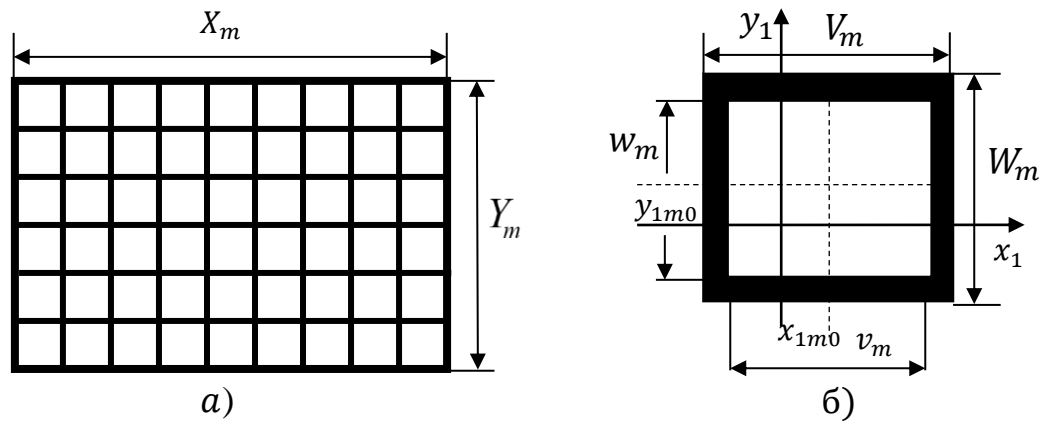


Рисунок 2.5. Модель матричного просторового модулятора світла:  
матриця (а) та центральний піксель (б) [8]

Нехай на вхід модулятора надходить оптичний сигнал (відеосигнал), який нормується до величини  $u_{sn}(x_1, y_1) = u_s(x_1, y_1)/u_{s,max}(x_1, y_1)$  і перетворюється в амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора  $t_s(x_1, y_1)$ . Тоді амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора можна представити у вигляді добутку [8]

$$t_m(x_1, y_1) = t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1). \quad (2.19)$$

Дифраговане на матричній структурі світло надходить до вхідної зіниці фур'є-об'єктива [8].

Для моделювання ПЧМС будемо використовувати такі параметри модулятора [8]:

- лінійні розміри апертури  $X_m \times Y_m$ , мм;
- період матриці  $V_m \times W_m$ ;
- розміри прозорої частини пікселя  $v_m \times w_m$ ;
- число пікселів  $p_m \times q_m$ ;
- роздільна здатність, лін/мм;
- робоча і керуюча (для ОКТ) довжина хвилі, нм;
- величина керуючої напруги (для ЕКТ), В;
- контраст, рівний відношенню різниці максимального і мінімального коефіцієнтів пропускання до їх суми;
- швидкодія;
- нелінійність функції передачі;
- шумовий сигнал.

Інколи ПМС характеризуються просторовою смугою пропускання (ПСП) (SBP – Spatial Bandwidth Product), яка згідно Гудмена Дж. визначається як [8,52]

$$SBP = 16L_x L_y B_x B_y,$$

де  $L_x$  і  $L_y$  – півширина модулятора;  $B_x$  і  $B_y$  – максимальна просторова частота тест-об'єкта, який може бути сформований модулятором. Оскільки  $B_x$  і  $B_y$  відповідають частоті Найквіста, яка визначається двома пікселями, то  $SBP = 4$ .

В статті [53] для фізико-математичного моделювання ПМС пропонується використовувати коефіцієнт чорної матриці, який визначається відношенням площі мікродзеркала до площі пікселя. У матричних приймачах випромінювання такий параметр називається коефіцієнтом заповнення (fill factor) [54,55]. У статті [53] наведені результати моделювання оптичної системи з ПМС для відновлення хвильового фронту в залежності від періоду матриці модулятора, рівня сірого та коефіцієнта чорної матриці. Якщо період матриці менше, ніж максимальний інтервал вибірки, то відбувається високоточне вимірювання профілю поверхні оптичного елемента [8].

### 2.2.3 Фур'є-об'єктив

Розробка фур'є-об'єктива є важливим етапом проектування оптичної системи ЦКОС. Для забезпечення високої точності двовимірного перетворення Фур'є до об'єктива пред'являються високі вимоги. У реальному об'єктиві, що має кінцеві розміри, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірного перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу. Особливо важливою умовою використання фур'є-об'єктива у ЦКОС є забезпечення ним лінійної залежності між координатами у задній фокальній площині об'єктива та просторовими частотами у спектрі вхідного транспаранта, яка визначається дисторсією фур'є-об'єктива [8,80].

В основному більшість досліджень присвячено проектуванню фур'є-об'єктивів, що складаються з декількох лінз. Ці дослідження направлені на розробку методів розрахунку, за допомогою яких можна отримати параметри об'єктива, що має відповідну якість зображення, необхідну для систем оптичної обробки інформації [8,55–58].

Так, у статті [56] розглядається принцип проектування фур'є-об'єктива, оптична система якого побудована на симетричній лінзовій системі, що складається з шести лінз (рис. 2.6). Основною перевагою симетричної системи є те, що за її допомоги усуваються перші чотири аберації Зейделя, окрім дисторсії. Система складається з однієї пари ідентичних триплетів, що розташовані симетрично на загальній оптичній осі. Зменшення довжини від передньої фокальної площини лінзової системи до задньої було досягнуто за рахунок розташування всіх лінзових елементів відносно близько до вхідної та вихідної зіниць, чим було забезпечено накладення головних площин об'єктива. Отже, збільшення кількості лінз в об'єктиві дозволяє усунути або зменшити аберації. У свою чергу збільшення кількості елементів, призводить до ослаблення світлового потоку за рахунок відбиття та розсіювання світла на поверхнях лінз, а також до збільшення габаритних розмірів і вартості об'єктива. Об'єктив має такі параметри: фокусна відстань  $f' = 250$  мм, роздільна здатність  $\nu_{res} = 150$  мм<sup>-1</sup>, максимальна хвильова аберація  $W_{max} = \lambda/20$ , довжина системи  $L = 188$  мм [8].

В якості фур'є-об'єктива можна використовувати об'єктиви для повноформатних дзеркальних фотоапаратів. Наприклад, фотоапарат Nikon D610 має панкратичний об'єktiv, фокусна відстань якого змінюється від 24 мм до 85 мм, а діафрагмове число – від 3,5 до 4,5 [8,80].

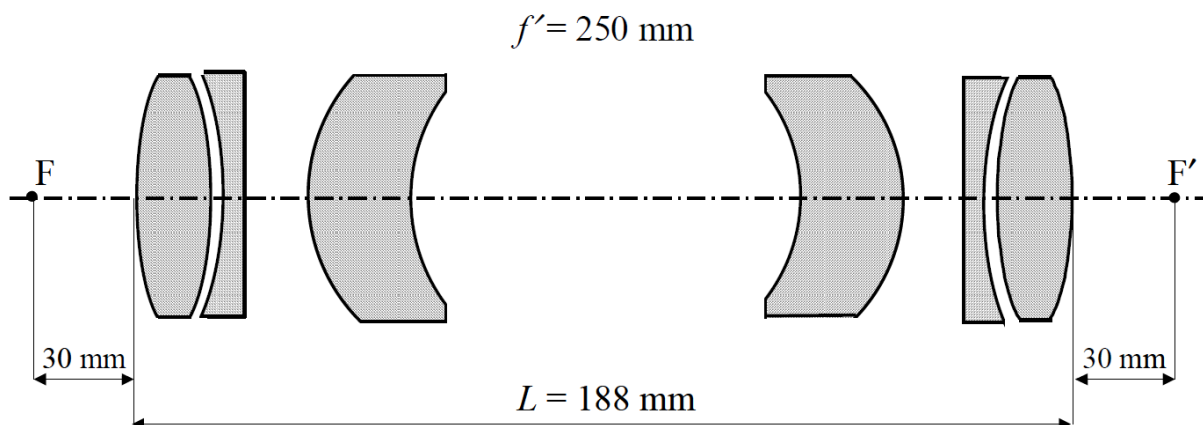


Рисунок 2.6. Шестилінзовий фур'є – об'єktiv [56]

Для моделювання фур'є-об'єктива будемо використовувати такі характеристики [8,80]:

- фокусна відстань  $f$ , мм;
- діаметр вхідної зіниці  $D_p$ , мм;
- лінійне поле зору  $R_o$ , мм;
- радіус кружка розсіювання  $r_o$ , мкм;
- модуляційна передавальна функція  $M_o(v_x, v_y)$ .

#### 2.2.4 Матричний приймач випромінювання

На сучасному рівні розвитку оптико-електронних систем в якості реєстратора розподілу спектра сигналу у ЦКОС використовуються МПВ (ПЗЗ-матриці або КМОН-матриці) [59]. ПЗЗ–матриця (скорочено від «пристрій з зарядовим зв'язком») або CCD-матриця є одним з основних елементів цифрових фотоапаратів і фотокамер [8].

Для моделювання МПВ будемо використовувати такі характеристики [8]:

- формат матриці  $p_D \times q_D$ ;
- розмір пікселя  $v_D \times w_D$ , мкм<sup>2</sup>;
- період матричної структури приймача  $V_D \times W_D$ , мкм<sup>2</sup>;
- чутливість на довжині хвилі випромінювання лазера  $R_D$ , В/(лк·с);
- частота кадрів  $f_f$ , Гц;
- тактова частота зчитування  $f_d$ , Гц;
- порогова експозиція  $H_n$ , лк·с;
- час накопичення (інтегрування)  $t_i$ , с.

Процес просторової вибірки, яку здійснює МПВ, можна подати у вигляді згортки:

$$R_D(x_3, y_3) = \left\{ R_{D00}(x_3, y_3) ** \left[ \frac{1}{V_D W_D} \text{comb}\left(\frac{x_3}{V_D}\right) \text{comb}\left(\frac{y_3}{W_D}\right) \right] \right\} \times, \\ \times \left\{ \text{rect}\left(\frac{x_3}{p_D V_D}\right) \text{rect}\left(\frac{y_3}{p_D W_D}\right) \right\}, \quad (2.20)$$

де  $R_{D00}(x_3, y_3)$  – чутливість або імпульсний відгук центрального пікселя;  $\{**\}$  – оператор двовимірної згортки [8].

Реальною альтернативою ПЗЗ-матрицям є КМОН-матриці (комплементарні метал-оксидні-напівпровідникові) матриці, що поєднують на одному кристалі світлочутливу матрицю і повну обробку аналогового сигналу (включаючи аналогово-цифровий перетворювач), наслідком чого є простота застосування та низька вартість розробки і виробництва різних відеосистем [8,80].

## Висновки до розділу 2

1. Фізико-математична модель цифрового КОС ґрунтується на скалярній теорії дифракції Френеля, у якій необхідно враховувати дискретний характер модулятора світла та приймача випромінювання [8,80].

2. В розробленій моделі ЦКОС були запропоновані фізико-математичні моделі окремих компонентів спектроаналізатора, а саме [8,80]:

2.1. Освітлювальна система, що складається з лазера і розширювача пучка, повинна забезпечити рівномірну освітленість апертури модулятора. В якості джерела когерентного випромінювання рекомендується використовувати гелій-неоновий або напівпровідниковий лазери. У моделі випромінювання лазера пропонується використовувати потужність і довжину хвилі випромінювання, кут розбіжності лазерного пучка. Розроблена модель розширювача пучка дозволяє розрахувати параметри телескопічної системи, яка забезпечує освітленість модулятора з заданою нерівномірністю [8,80].

2.2. Розроблена модель ПЧМС дозволяє розрахувати його амплітудний коефіцієнт пропускання в залежності від розміру і періоду матриці, розміру прозорої частини пікселя та положення модулятора відносно оптичної системи спектроаналізатора [8,80].

2.3. Для моделювання фур'є-об'єктива запропоновано використовувати такі характеристики як фокусна відстань, діаметр вхідної зіниці, лінійне поле зору, радіус кружка розсіювання, модуляційна передавальна функції [8,80].

2.4. В якості реєстратора світлового поля на виході ЦКОС пропонується використовувати ПЗЗ-матриці, для моделювання яких використано такі характеристики як формат матриці, розмір пікселя, період матричної структури приймача, чутливість на довжині хвилі випромінювання лазера, частота кадрів, тактова частота зчитування, порогова експозиція, час накопичення (інтегрування). Отримано аналітичну формулу для чутливості такої матриці, яка враховує розміри пікселя і матриці. Необхідно зауважити, що ПЗЗ-матриця реєструє не амплітуду просторового спектра, а його квадратичне значення [8,80].

3. Запропонована фізико-математична ЦКОС дозволяє розробити методи проектування спектроаналізаторів, які наведені у розділі 3 [8,80].

## РОЗДІЛ 3

### ДОСЛІДЖЕННЯ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

#### 3.1 Проблеми проектування оптичних систем КОС

Метою проектування є отримання оптимізованих параметрів оптичного когерентного спектроаналізатора. Серед методів проектування когерентних спектроаналізаторів одним з основних є розробка методів розрахунку узагальнених характеристик, що визначають властивості приладу та його роботу [8,80].

При проектуванні когерентного спектроаналізатора особливо важливим є правильний вибір схеми побудови та геометричних параметрів оптичної системи. Існують дві схеми побудови когерентного спектроаналізатора в залежності від розташування вхідного транспаранта, коли він розташований перед об'єктивом або за ним (рис. 1.5 і рис. 1.6). На практиці найбільш широкого використання отримала схема когерентного спектроаналізатора з вхідним транспарантом, розташованим у передній фокальній площині фур'є-об'єктива. У цій системі вилучені квадратичні фазові спотворення спектра сигналу, а юстуванням оптичної системи досягається мінімум спотворень його просторових і енергетичних параметрів [8,9,80].

На відміну від інших систем обробки інформації, когерентні оптичні спектроаналізатори відзначаються своєю простотою. Але при виборі оптичної системи для розв'язання тієї чи іншої задачі дуже важливо забезпечити необхідні параметри системи, які характеризують ефективність роботи КОС. На сьогодні вже досліджено фізичні основи роботи КОС, які докладно описані в першому розділі та багатьох монографіях і статтях [10,21,30]. Проте ще не до кінця розроблені та вдосконалені методи проектування оптичних систем, що лежать в основі таких спектроаналізаторів [8,80].

#### 3.2 Технічні характеристики КОС

Ефективність використання КОС для розв'язання тієї чи іншої задачі можна оцінити за допомогою його технічних характеристик. Технічними характеристиками КОС, що визначають їх властивості та функціональні можливості, є [8,11]:



- робочий діапазон просторових частот;
- просторова смуга пропускання;
- просторове спектральне розділення;
- енергетичне розділення;
- похибки вимірювання амплітуди спектра і просторової частоти.

Робочий діапазон просторових частот – це діапазон просторових частот, у межах якого всі частотні складові досліджуваного спектра пропускаються оптичною системою КОС. Діапазон просторових частот, що пропускається системою, буде залежати від діаметра вхідної зіниці об’єктива. На певній просторовій частоті  $\nu_{x,max}$  досліджуваний спектр зникатиме. Ця максимальна просторова частота й буде визначати робочий просторовий спектральний діапазон [8,80].

Просторова смуга пропускання SBP, визначається числом роздільних точок, які здатний формувати спектроаналізатор [42,63]. Ця смуга є аналогом робочого спектрального діапазону. Найбільша просторова частота  $\nu_{x,max} = \nu_{res}$ , яку розділяє КОС, визначається найбільшим кутом дифракції  $\varphi_d = \theta_{max}$  ґратки, яка розташована в площині вхідного транспаранта. При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована у передній фокальній площині фур’є-об’єктива, для першого порядку дифракції з основного рівняння ґратки маємо:  $d \sin \varphi_{d1} = \lambda$ , де  $d = 1/\nu_{res}$  – період дифракційної ґратки [8,80]. Звідки

$$\nu_{res} = \frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda} \sin \theta_{max}. \quad (3.1)$$

Тоді просторова смуга пропускання спектроаналізатори дорівнює [8,80]:

$$SBP = \frac{D_o}{d} = D_o \nu_{res} = \frac{D_o}{\lambda} \sin \varphi_{d1}, \quad (3.2)$$

де  $D_o$  – діаметр вхідного транспаранта.

Просторове спектральне розділення  $\Delta \nu_x$  характеризується інтервалом частот, при яких система може розрізнати (розділяти) дві спектральні складові однакової амплітуди з частотами  $\nu_x$  та  $\nu_x + \Delta \nu_x$ . Оскільки вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання (МПВ), то спектральна роздільна здатність

системи визначається, перш за все, розмірами його чутливої площадки (пікселя) [8,80].

Енергетичне розділення служить для оцінки здатності МПВ виявляти сигнали об'єктів на фоні шумів. Основним критерієм, що визначає енергетичну роздільну здатність, є поріг чутливості МПВ. Порогом чутливості називають найменший потік випромінювання або найменшу освітленість, які можуть бути зареєстровані приймальною системою. Йому відповідає такий мінімальний рівень сигналу, при якому на виході МПВ відношення сигнал/шум дорівнює одиниці [8,80].

Похибка вимірювання амплітуди спектра – це різниця між амплітудою світлового поля в площині аналізу і реальною амплітудою спектра сигналу для певної просторової частоти [8,80].

Похибка вимірювання просторової частоти – це різниця між розрахунковою і реальною просторовими частотами для певної точки площини аналізу КОС [8,80].

### 3.3 Дослідження технічних характеристик КОС

В статтях [32,33] описується розрахунок такої характеристики КОС як просторова смуга пропускання SBP та виведені умови, за яких будуть відсутні майже всі аберації третього порядку. Здатність оптичної системи точно перетворювати досліджуваний сигнал на вході і на виході системи, маючи широку просторову смугу пропускання, визначає її продуктивність та безпосередньо пов'язана з якістю системи [8,10,34].

При проектуванні КОС важливо забезпечити необхідні наведені вище характеристики. Розглянемо методику розрахунку характеристик для більш поширеної схеми, коли вхідний транспарант розташований у передній фокальній площині об'єктива (рис. 2.1) [35]. В якості вхідного транспаранта візьмемо екран з прямокутним отвором, що має розмір  $a \times b$  та коефіцієнт пропускання  $t_o(x_1, y_1)$ .

Нехай на вхідний транспарант падає плоска монохроматична хвиля з амплітудою  $V_0$ , у результаті чого на транспаранті буде спостерігатись дифракція. Тому розподіл поля в площині МПВ визначається за формулою (1.7), яку для схеми, представленої на рис. 2.1, подамо у вигляді [8,10,80]

$$V(x_3, y_3) = \frac{1}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} V(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (3.3)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі;  $f$  – фокусна відстань фур'є-об'єктива;  $V(x_1, y_1)$  – розподіл поля в площині транспаранта;  $x_1, y_1$  і  $x_3, y_3$  – просторові координати в площині  $x_1 y_1$  та  $x_3 y_3$  відповідно.

Просторовий спектр функції  $V(x_1, y_1)$  визначається двовимірним перетворенням Фур'є [8,10,80]:

$$F\{V(x_1, y_1)\} = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} V(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(v_x x_1 + v_y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (3.4)$$

де  $v_x, v_y$  – просторові частоти.

Порівнюючи вирази (2.3) і (2.4), можна відмітити, що просторові частоти будуть дорівнювати [8,10,80]:

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}, \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (3.5)$$

Розподіл інтенсивності поля у площині аналізу  $x_3 y_3$  дорівнює квадрату модуля спектра:  $I(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2$  [8,10,80].

Розглянемо одновимірний розподіл поля уздовж осі  $x$ . Для того, щоб знайти робочий діапазон просторових частот скористаємось законами геометричної оптики. Оптична система КОС пропускає просторові частоти тільки в межах від 0 до  $v_{x,max}$ . Розглянемо таке проходження променя через фур'є-об'єktiv, при якому буде пропускатись максимальна просторова частота (рис. 3.1) [8,80].

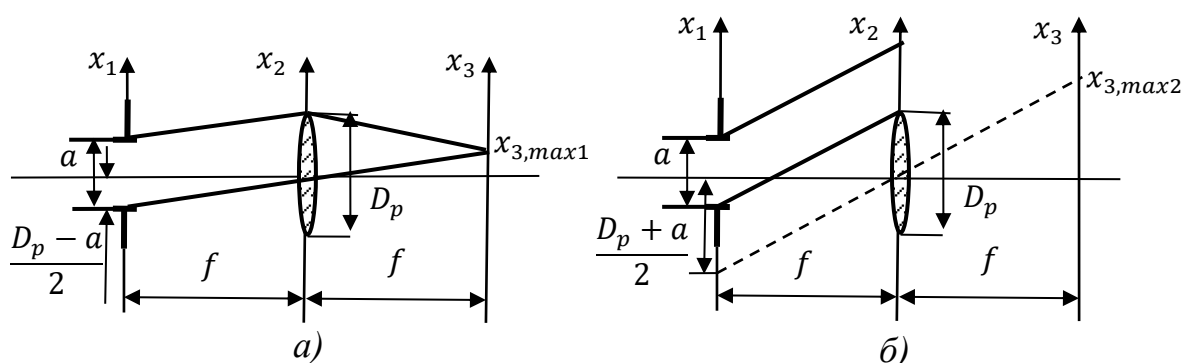


Рисунок 3.1. Проходження променя через фур'є-об'єktiv:

він'єтування відсутнє (а) та він'єтування змінюється від 1 до 0 (б) [8,10,80]

Із рис. 3.1 видно, що граничні просторові частоти будуть дорівнювати [8,80]:

$$\nu_{x,max1} = \frac{x_{3,max1}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}; \quad \nu_{x,max2} = \frac{x_{3,max2}}{\lambda f} = \frac{D_p + a}{2\lambda f}, \quad (3.6)$$

де  $D_p$  – діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

При цьому необхідно відзначити, що у спектральному діапазоні від 0 до  $\nu_{x,max1}$  він'єтування в системі відсутнє, а в межах від  $\nu_{x,max1}$  до  $\nu_{x,max2}$  – змінюється від 1 до 0. За межами просторової частоти  $\nu_{x,max2}$  сигнал буде відсутній [8,10,80].

Для визначення просторової смуги пропускання SBP розглянемо рис. 3.1, а, з якого знаходимо максимальний кут дифракції першого порядку  $\varphi_{d1}$ , при якому відсутнє він'єтування [8,80]

$$\operatorname{tg} \varphi_{d1} = \frac{D_p - a}{2f}; \rightarrow \varphi_{d1} = \operatorname{arctg} \frac{D_p - a}{2f}. \quad (3.7)$$

Після підстановки (3.7) в (2.2) отримаємо [8,10,80]

$$SBP = \frac{a}{\lambda} \sin \left( \operatorname{arctg} \frac{D_p - a}{2f} \right). \quad (3.8)$$

Для малих кутів дифракції маємо [8,10,80]

$$SBP = \frac{a}{\lambda} \left( \frac{D_p - a}{2f} \right). \quad (3.9)$$

Дослідження функції (3.9) на екстремум показує, що КОС має максимальну просторову смугу пропускання, коли  $D_p = 2a$ , тобто розмір вхідного транспаранта дорівнює половині діаметру вхідної зіниці фур'є-об'єктива [8,10,80].

Знайдемо мінімальний просторовий спектр вхідного сигналу, що розрізняється одним пікселем. Нехай піксель матриці має розмір  $V_D \times W_D$ . Враховуючи просторову частоту, що визначається формулою (3.5), та розмір пікселя, знайдемо просторову спектральну роздільну здатність [8,10,80]:

$$\Delta \nu_x = \nu_{x2} - \nu_{x1} = \frac{x_3}{\lambda f} - \frac{x_3 - 2V_D}{\lambda f} = \frac{2V_D}{\lambda f}, \quad (3.10)$$

де  $\nu_x$  і  $\nu_{x2}$  – просторові частоти, що відповідають положенню сусідніх гармонік, що розділяються (спостерігаються окремо).

Метою енергетичного розрахунку є визначення величини електричного сигналу та відношення сигнал/шум на виході ПЗЗ-матриці в залежності від просторової частоти вхідного оптичного сигналу [8,10,80].

Для цього необхідно вибрати еталонний оптичний сигнал, який має відомий просторовий спектр. В якості еталонного сигналу можна використати щілину, прямокутний отвір, одновимірну синусоїдальну функцію амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта, одновимірну прямокутну функцію пропускання вхідного транспаранта, тощо [8,10,80].

В якості еталонного тест-об'єкта оберемо прямокутний отвір розміром  $a \times b$ , просторовий спектр якого описується  $\text{sinc}$ -функціями (рис. 3.2). Недоліком цього сигналу є те, що амплітуда світлового поля в певній точці аналізу залежить від розмірів отвору  $a \times b$ , що не дозволяє розповсюдити результати енергетичного розрахунку для довільних вхідних сигналів [8,10,80].

Визначимо сигнал  $u_s$  та відношення сигнал/шум на частоті Найквіста  $\nu_N = 1/2a$ . Такий підхід широко використовується при визначенні просторового розділення телевізійних і тепловізійних цифрових камер [64]. За таких умов частота Найквіста  $\nu_N$  в площині аналізу  $x_3y_3$  має координати [8,10,80]:

$$x_{3N} = \frac{\lambda f}{2a}. \quad (3.11)$$

Визначимо значення просторового спектра прямокутного отвору на частоті Найквіста. Амплітудний коефіцієнт пропускання такого отвору визначається функцією [8,10,80]:

$$t_o(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, \text{ коли } |x_1| \leq \frac{a}{2}, |y_1| \leq b/2; \\ 0, \text{ в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.12)$$

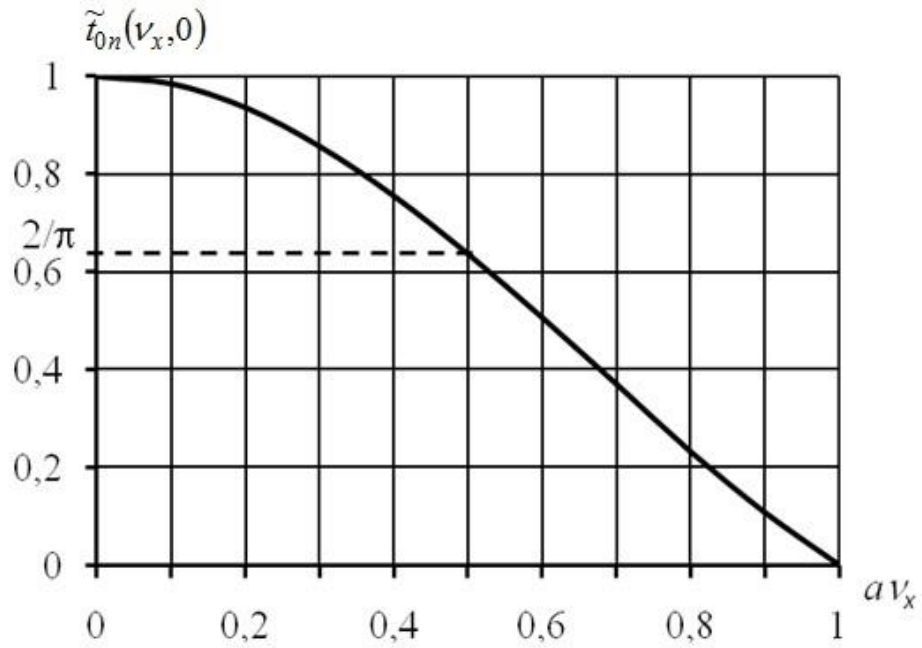


Рисунок 3.2. Одновимірний нормований просторовий спектр  $\tilde{t}_{on}(v_x, 0)$  пропускання прямокутного отвору

Просторовий спектр функції (3.12) знаходиться за допомогою двовимірного перетворення Фур'є [8,10,64]:

$$\begin{aligned}\tilde{t}_o(v_x, v_y) &= F\{t_o(x_1, y_1)\} = ab \frac{\sin(\pi av_x)}{\pi av_x} \frac{\sin(\pi bv_y)}{\pi bv_y} = \\ &= ab \operatorname{sinc}(av_x) \operatorname{sinc}(bv_y),\end{aligned}\quad (3.13)$$

де  $\operatorname{sinc} z = \frac{\sin \pi z}{\pi z}$  – sinc-функція.

В точці (0,0) маємо  $\tilde{t}_o(0, 0) = ab$ . Нормований спектр визначаємо як [8,10,80]:

$$\tilde{t}_{on}(v_x, v_y) = \frac{\tilde{t}_o(v_x, v_y)}{\tilde{t}_o(0, 0)} = \operatorname{sinc}(av_x) \operatorname{sinc}(bv_y). \quad (3.14)$$

Одновимірний нормований спектр на частоті Найквіста має значення [8,10,80]:

$$\tilde{t}_{on}(v_x, 0) = \operatorname{sinc}(av_N) = \frac{\sin(\pi a \frac{1}{2a})}{\pi a \frac{1}{2a}} = \frac{2}{\pi}. \quad (3.15)$$

Це означає, що на частоті Найквіста спектр сигналу зменшується у  $\pi/2$  рази відносно максимального значення.

Розглянемо послідовність перетворення випромінювання від лазера до площини аналізу в оптичній системі, що представлена на рис. 2.1 [8,10,80].

Нехай освітлювана система створює плоску монохроматичну хвилю з амплітудою  $V_0$ , яка нормально падає на вхідний транспарант. Тоді амплітуда поля за транспарантом:

$$V(x_1, y_1) = V_0 t_o(x_1, y_1), \quad (3.16)$$

де амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта  $t_o(x_1, y_1)$  описується функцією (3.12) [8,10,80].

Тоді розподіл амплітуди поля у площині аналізу  $x_3 y_3$  визначається за формулою (1.7), яку з урахуванням перетворенням Фур'є (3.3) подамо у вигляді [8,80]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{\lambda f} F\{t_o(x_1, y_1)\} = \frac{V_0 ab}{\lambda f} \text{sinc}(av_x) \text{sinc}(bv_y) \quad (3.17)$$

З врахуванням коефіцієнта пропускання об'єктива  $\tau_o$  освітленість у площині  $x_3 y_3$ , де встановлена ПЗЗ-матриця, дорівнює [8,10,80]:

$$E(x_3, y_3) = \tau_o E_0 \left(\frac{ab}{\lambda f}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{ax_3}{\lambda f}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{by_3}{\lambda f}\right), \quad (3.18)$$

де  $E_0 = |V_0|^2$  – освітленість вхідного транспаранта.

Формула (3.18) не враховує він'єтування випромінювання, яке практично відсутнє при малих розмірах тест-об'єкта, тобто коли  $\sqrt{a^2 + b^2} \ll D_p$  [8,10,80].

Для аналізу розподілу освітленості  $E(x_3, y_3)$  будемо використовувати ПЗЗ-матрицю, яка має такі параметри: спектральна чутливість  $R_D(\lambda)$ , В·см<sup>2</sup>/мкДж; величина середньоквадратичного значення шумового сигналу  $u_n$ , мкВ; час накопичення  $t_i$ , мс; формат матриці  $p \times q$ ; розмір пікселя  $V_D \times W_D$ , мкм<sup>2</sup>; розмір матриці  $X_D \times Y_D$ , мм<sup>2</sup> [8,10,80].

Знайдемо величину експозиції, яку забезпечує освітленість (3.18) [8,80]:

$$H(x_3, y_3) = E(x_3, y_3) t_i. \quad (3.19)$$

Тоді сигнал на виході пікселя дорівнює [8,10,80]:

$$u_s = R_D H(x_3, y_3) = R_D E(x_3, y_3) t_i, \quad (3.20)$$

де  $R_D$  – чутливість МПВ на довжині хвилі  $\lambda$ .

Відношення сигнал/шум визначається як:

$$SNR = \frac{u_s}{u_n}. \quad (3.21)$$

Таким чином, на основі наведених методів розрахунку узагальнених характеристик КОС, коли вхідний транспарант розташований перед фур'є-об'єктивом, можна зробити наступні висновки [8,10,80]:

- 1) Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи КОС. Гранична максимальна просторова частота тим більша, чим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань. Одночасно треба враховувати розміри матричного МПВ, від якого також залежить шуканий діапазон [8,10,80].
- 2) Підвищити просторову спектральну роздільну здатність, тобто зменшення  $\Delta \nu_x$ , можливо вибором МПВ з меншими розмірами пікселя та збільшенням фокусної відстані фур'є-об'єктива [8,10,80].
- 3) Енергетична роздільна здатність залежить від параметрів МПВ та відносного отвору фур'є-об'єктива, тобто чим більший відносний отвір фур'є-об'єктива, тим вищу енергетичну роздільну здатність матиме прилад [8,10,80].

### 3.4 Метод енергетичного розрахунку КОС

Енергетичний розрахунок є одним з важливих етапів проектування оптичних систем спектроаналізаторів. Метою енергетичного розрахунку є визначення освітленості у площині аналізу і параметрів сигналу на виході фотореєстратора (ПЗЗ-матриці) для оцінювання метрологічних можливостей КОС [8].

У підрозділі 1.3 було обґрунтовано, що кращою для практичного використання є оптична система КОС, яка побудована за схемою, коли вхідний транспарант розміщений перед фур'є-об'єктивом (рис. 3.3). Саме в цій системі вилучені квадратичні фазові спотворення спектра сигналу, а юстуванням оптичної системи



досягається мінімум спотворень його просторових та енергетичних параметрів [8,10,60,80].

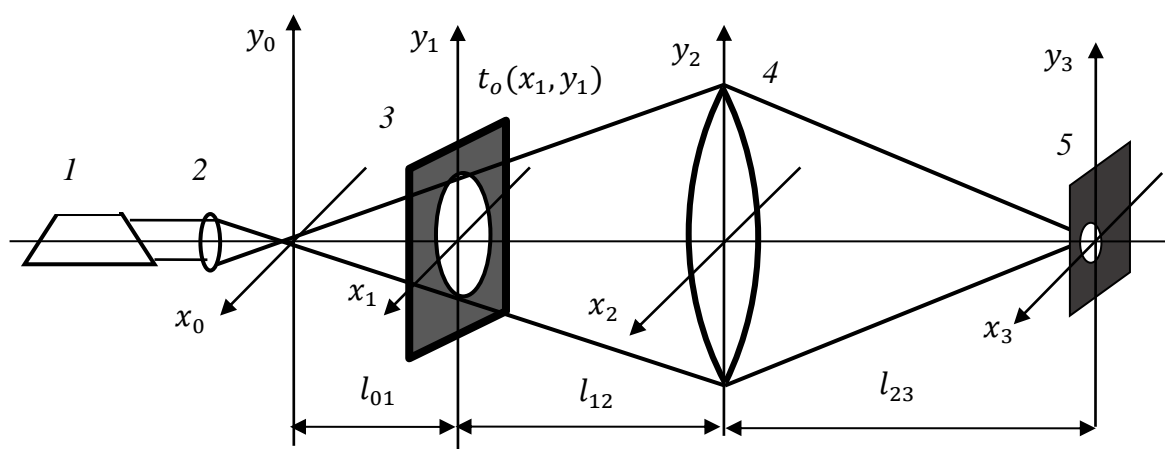


Рисунок 3.3. Схема оптичної системи когерентного спектроаналізатора з вхідним транспарантом перед фур'є-об'єктивом: 1 – лазер;  
2 – фокусувальна лінза; 3 – вхідний транспарант; 4 – фур'є-об'єктив;  
5 – польова діафрагма фотоприймача

### Модель формування спектрального розподілу

Як вихідні дані для енергетичного розрахунку оберемо такі параметри [8,10,80].:

- для лазера – потужність потоку випромінювання  $\Phi_l$ , довжину хвилі  $\lambda$ , радіус  $\omega_l$  перетяжки гауссового пучка випромінювання;
- для вхідного транспаранта – радіус польової діафрагми  $r_{oa}$ ;
- для оптичної системи – відстань  $l_{i-1,i}$  між компонентами, фокусну відстань  $f$  і діаметр вхідної зіниці  $D_p$  фур'є-об'єктива;
- для приймача випромінювання – інтегральну чутливість  $R_D$ , середню квадратичну напругу шумів  $u_{Dn}$ , радіус польової діафрагми  $r_D$ .

Розподіл комплексної амплітуди світлової хвилі у площині спектрального аналізу  $x_3y_3$  КОС пропорційний просторовому спектру вхідного сигналу й описується співвідношенням [8,10,80]

$$\begin{aligned}
V(x_3, y_3) &= C'_0 F\{t_o(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\} = \\
&= C'_0 F\{t_o(x_1, y_1)\} ** F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\} = \\
&= C'_0 T_o(\mu x_3, \mu y_3) ** F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\},
\end{aligned} \tag{3.22}$$

де  $C'_0$  – фазовий множник;  $F\{\}$  – оператор перетворення Фур'є з масштабним коефіцієнтом  $\mu = 1/\lambda f$ ;  $\{**\}$  – оператор двовимірної згортки;  $t_{oa}(x_1, y_1)$  – функція, що описує форму апертури вхідного транспаранта, який обмежує розміри просторового сигналу  $t_o(x_1, y_1)$ , що піддається аналізу;  $V(x_1, y_1)$  – амплітуда поля на вході транспаранта;  $T_o(\mu x_3, \mu y_3)$  – ідеальний спектр сигналу.

З співвідношення (3.22) видно, що спектр вихідного сигналу  $V(x_3, y_3)$  дорівнює згортці ідеального спектра сигналу  $T_o(\mu x_3, \mu y_3)$  з імпульсним відгуком  $h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3)$  КОС. У свою чергу, імпульсний відгук  $h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3)$  КОС являє собою перетворення Фур'є від розподілу амплітуди світлової хвилі у площині апертури вхідного транспаранта, тобто [8,10,80]

$$h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3) = C'_0 F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\}. \tag{3.23}$$

Нехай вхідний транспарант обмежений круглою апертурою радіусом  $r_{oa}$  й освітлюється лазерним пучком з гауссовим розподілом амплітуди [8,10,80]. Тоді

$$t_{oa}(x_1, y_1) = t_{oa}(r_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq r_{oa}; \\ 0 & \text{в інших випадках;} \end{cases} \tag{3.24}$$

$$V(x_1, y_1) = V(r_1) = V_0 \frac{\omega_{l0}}{r_l} \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_l^2}\right), \tag{3.25}$$

де  $r_l$  – радіус лазерного пучка у площині вхідного транспаранта;  $V_0$  – амплітуда світлової хвилі у площині  $x_0 y_0$ ;  $\omega_{l0}$  – радіус перетяжки лазерного пучка у площині  $x_0 y_0$  [8,10,48,80].

Оскільки функції  $t_{oa}(r_1)$  і  $V(r_1)$  є вісесиметричними, то імпульсний відгук (3.23) варто визначати як одновимірне перетворення Фур'є–Бесселя, тобто [8,10,80]

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 \int_0^\infty t_{oa}(r_1) V(r_1) J_0(2\pi \mu r_3 r_1) r_1 dr_1, \tag{3.26}$$

де  $J_0$  – функція Бесселя нульового порядку.

Підставимо функції (3.24) і (3.25) до інтеграла (3.26) [8,80]:

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 V_0 \frac{\omega_{l0}}{r_l} \int_0^{r_{0a}} \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_l^2}\right) J_0(2\pi\mu r_3 r_1) r_1 dr_1. \quad (3.27)$$

Для обчислення інтеграла (2.27) скористаємося табличним інтегралом 1.8.2.4 з довідника [8,64,80]:

$$\int_0^z x^{\nu+1} e^{ax^2} J_\nu(bx) dx = \frac{b^\nu e^{az^2}}{(2ja)^{\nu+1}} \times \\ \times [U_{\nu+1}(2jaz^2, bz) - jU_{\nu+2}(2jaz^2, bz)], \quad (3.28)$$

де  $U_\nu(y, \xi)$  – функція Ломмеля двох змінних,

$$U_\nu(y, \xi) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{y}{\xi}\right)^{2k+\nu} J_{2k+\nu}(\xi). \quad (3.29)$$

Зробимо заміну в інтегралі (3.28):  $\nu = 0$ ;  $z = r_{0a}$ ;  $a = -\frac{1}{r_l^2}$ ;  $b = 2\pi\mu r_3$ . Тоді інтеграл (3.27) з урахуванням табличного інтеграла (3.28) перетворюється до вигляду [8,80]

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 V_0 \frac{\omega_{l0}}{r_l} \frac{\exp\left(-\frac{r_{0a}^2}{r_l^2}\right)}{2ja} \times \\ \times \left[ U_1\left(-\frac{2j}{r_l^2} r_{0a}^2, 2\pi\mu r_3 r_{0a}\right) - jU_2\left(-\frac{2j}{r_l^2} r_{0a}^2, 2\pi\mu r_3 r_{0a}\right) \right]. \quad (3.30)$$

Після підстановки функції Ломмеля (3.29) у формулу (3.30) і виконання математичних перетворень отримаємо функцію, яка відповідає імпульсному відгуку КОС, [8,80]

$$h_{sa}(\mu r_3) = \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \exp\left(-\frac{r_{0a}^2}{r_l^2}\right) \sum_{k=1}^{\infty} \left(2\frac{r_{0a}^2}{r_l^2}\right)^k \frac{J_k(2\pi\mu r_{0a} r_3)}{(2\pi\mu r_{0a} r_3)^k}. \quad (3.31)$$

### Аналіз вихідного сигналу КОС

Результати чисельного аналізу імпульсного відгуку КОС (3.31), виконаного за допомогою комп'ютера, подано на рис. 3.4. З графіків видно, що зі збільшенням нерівномірності освітленості апертури вхідного транспаранта, яка визначається

відношенням  $r_{oa}/r_l$ , відбувається розширення імпульсного відгуку КОС. Якщо  $\frac{r_{oa}}{r_l} < 1$ , внесок доданків у виразі (2.31) зменшується зі зростанням їх порядкового номера  $k$ . Дослідження функції (2.31) показали, що для випадку, коли  $\frac{r_{oa}}{r_l} < 0,7$ , цю функцію можна записати лише у вигляді суми двох доданків, тобто [8,80]

$$h_{sa}(\mu r_3) = \pi C'_0 V_0 \omega_{l0} r_l \exp\left(-\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right) \times \\ \times 2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \left[ \frac{J_1(2\pi\mu r_{oa} r_3)}{2\pi\mu r_{oa} r_3} + 2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \frac{J_2(2\pi\mu r_{oa} r_3)}{(2\pi\mu r_{oa} r_3)^2} \right]. \quad (3.32)$$

де  $\delta(z)$  – дельта-функція;  $J_1$  і  $J_2$  – функції Бесселя першого і другого порядків відповідно.

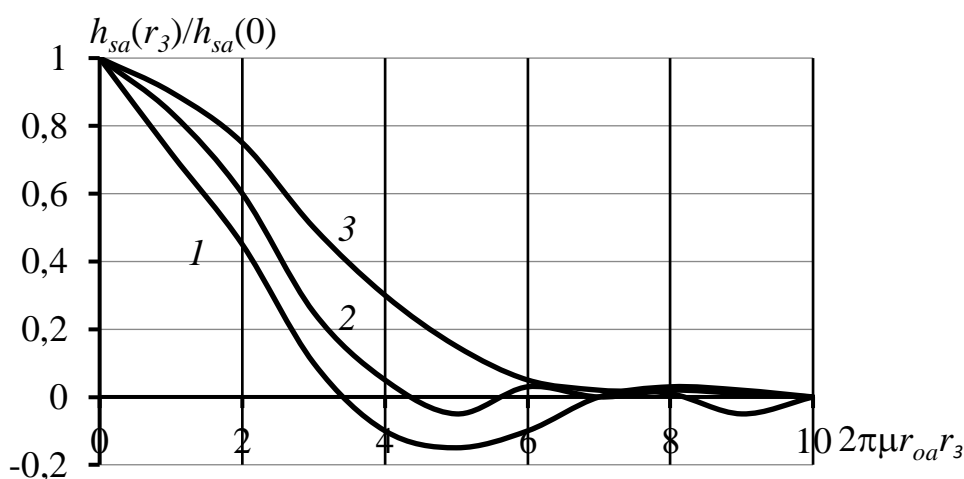


Рисунок 3.4. Залежність форми імпульсного відгуку від нерівномірності освітленості вхідного транспаранта:

$$1 - r_{oa}/r_l = 0,1; 2 - r_{oa}/r_l = 1; 3 - r_{oa}/r_l = 2 \text{ [8,80]}$$

Будь-яку функцію, що задовольняє умови Дирихле, можна подати у вигляді інтеграла Фур'є, тобто у вигляді нескінченної суми гармонічних компонентів. Тому будемо досліджувати реакцію КОС, що має імпульсний відгук (3.31), на вхідний сигнал у вигляді амплітудної синусоїдальної дифракційної ґратки необмежених розмірів із просторовою частотою  $\nu_0$ , амплітудний коефіцієнт пропускання якої описується функцією [8,80]

$$t_o(x_1, y_1) = t_{o0} + t_{o1} \cos(2\pi\nu_0 x_1), \quad (3.33)$$

де  $t_{00}$  – постійна складова;  $t_{01}$  – амплітуда гармонічної складової.

Просторовий спектр дифракційної ґратки (3.33) у площині  $x_3, y_3$  описується функцією [8,9]:

$$T_o(\mu x_3, \mu y_3) = \delta(\mu y_3) \times \left\{ t_{00} \delta(\mu x_3) + \frac{1}{2} t_{01} [\delta(\mu x_3 + \nu_0) + \delta(\mu x_3 - \nu_0)] \right\}, \quad (3.34)$$

де  $\delta(z)$  – дельта-функція.

Підставимо функцію (3.34) у рівняння (3.31). Використовуючи імпульсний відгук (3.33) і фільтрувальну властивість дельта-функції, отримаємо розподіл амплітуди поля для одного з бокових максимумів [8,80]:

$$V_{m1}(x_3, y_3) = \frac{1}{2} t_{01} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \exp \left( -\frac{r_{0a}^2}{r_l^2} \right) \sum_{k=1}^{\infty} \left( 2 \frac{r_{0a}^2}{r_l^2} \right)^k \frac{J_k \left[ 2\pi r_{0a} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2} \right]}{\left[ 2\pi r_{0a} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2} \right]^k}. \quad (3.35)$$

### Сигнал на виході приймача випромінювання.

Розглянемо метод розрахунку електричного сигналу на виході приймача випромінювання, чутлива площа якого обмежена круглою діафрагмою радіусом  $r_D$ . Визначимо амплітуду сигналу в центрі дифракційного максимуму (3.35). Коефіцієнт пропускання польової діафрагми МПВ, центр якої збігається з положенням максимуму  $\left( \frac{\nu_0}{\mu}, 0 \right) = (\nu_0 \lambda f)$ , визначається функцією [8,80]

$$t_D(x_3, y_3) = \begin{cases} 1, & \text{коли } (x_3 - \nu_0 \lambda f)^2 + y_3^2 \leq r_D^2; \\ 0, & \text{в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.36)$$

Для польової діафрагми (3.36) вихідний сигнал МПВ дорівнює [8,80]

$$u_D = 2\pi R_D \int_0^{r_D} E(r'_3) r'_3 dr'_3, \quad (3.37)$$

де  $r'_3$  – радіус полярної системи координат, центр якої збігається з центром бокового максимуму (3.36),  $r'_3 = \sqrt{(x_3 - \nu_0 \lambda f)^2 + y_3^2}$ ;  $R_D$  – інтегральна чутливість МПВ;  $E(r'_3)$  – освітленість чутливої площадки МПВ,  $E(r'_3) = |V(r'_3)|^2$ .

Підставимо функцію (3.35) в інтеграл (3.37) [8,80]:

$$u_{D,m1} = 2\pi R_D \left( \frac{1}{2} t_{o1} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \right)^2 \exp \left( -2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \right) \times \\ \times \int_0^{r_D} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \left( 2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \right)^k \frac{J_k \left[ 2\pi r_{oa} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2} \right]}{\left[ 2\pi r_{oa} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2} \right]^k} \right\}^2 r'_3 dr'_3. \quad (3.38)$$

Вираз (3.38) значно спрощується для випадків рівномірного освітлення вхідного транспаранта, коли  $\frac{r_{oa}}{r_l} < 0,2$ , і гауссового освітлення, коли  $\frac{r_{oa}}{r_l} > \sqrt{2}$ .

Для рівномірного освітлення функцію (3.38) можна записати лише у вигляді суми двох доданків аналогічно виразу (3.32). Використавши табличний інтеграл 1.8.3.5 з довідника [64],

$$\int x^{1\pm\nu} J_\nu^2(x) dx = \frac{1}{2(1\pm 2\nu)} x^{2\pm 2\nu} [J_{\nu\pm 1}^2(x)],$$

отримаємо функцію

$$u_{D,m1} = \frac{\pi}{4} R_D \left( \frac{t_{o1} C'_0 V_0 r_{l0}}{\mu} \right)^2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} [1 - J_0^2(2\pi \mu r_{oa} r_D) - J_1^2(2\pi \mu r_{oa} r_D)]. \quad (3.39)$$

Для гауссового освітлення функцію (3.38) можна записати лише у вигляді

$$u_{D,m1} = 2\pi R_D \left( \frac{1}{2} t_{o1} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \right)^2 \int_0^{r_D} \exp[-2(\pi \mu r_l r'_3)^2] r'_3 dr'_3. \quad (3.40)$$

Використавши табличний інтеграл 1.3.3.7 із довідника [65],

$$\int_0^z x e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a} (1 - e^{-az^2}),$$

функцію (3.40) запишемо у вигляді [8,80]

$$u_{D,m1} = \frac{\pi}{2} R_D \left( \frac{t_{o1} C'_0 V_0 r_{l0}}{\mu} \right)^2 \{1 - \exp[-2(\pi \mu r_l r_D)^2]\}. \quad (3.41)$$

Графіки залежностей вихідного сигналу МПВ  $u_{D,m1}$  від радіуса  $r_D$  польової діафрагми, які визначаються функціями (3.40) і (3.41), зображено на рис. 3.5. Аналіз цих функцій показує, що зі збільшенням радіуса  $r_D$  величина вихідного сигналу  $u_{D,m1}$

збільшується. Для гауссового освітлення вхідного транспаранта сигнал МПВ перевищує сигнал, утворений рівномірним освітленням транспаранта [8,80].

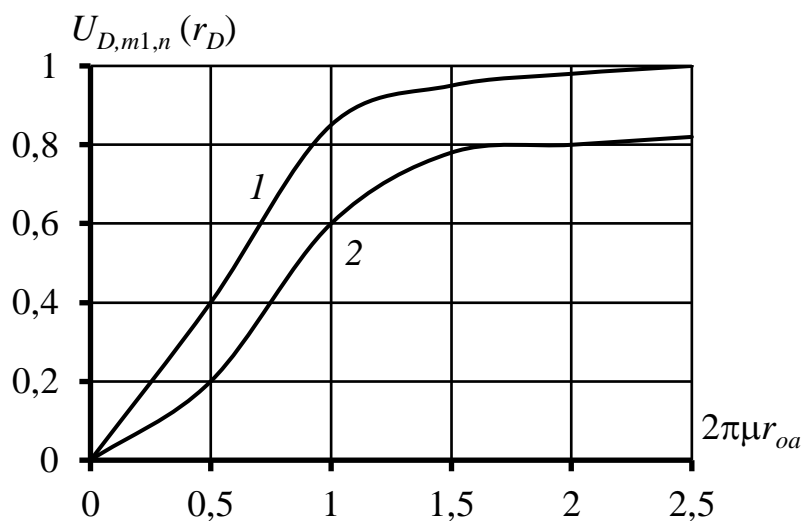


Рисунок 3.5. Залежність нормованого вихідного сигналу КОС

$u_{D,m1,n}(r_D) = u_{D,m1}(r_D)/u_{D,m1}(\infty)$  від радіуса  $r_D$  польової діафрагми МПВ:

$$1 - r_{oa}/r_{l0} = 0,2; 2 - r_{oa}/r_{l0} = \sqrt{2} \text{ [8,80]}$$

На виході МПВ, крім корисного (інформативного) сигналу  $u_{D,m1}$ , завжди присутній шумовий сигнал  $U_{Dn}$ . Для достовірного вимірювання сигналу  $u_{D,m1}$  потрібно забезпечити задане відношення сигнал/шум (Signal Noise Ratio)  $SNR = \frac{u_{D,m1}}{u_{Dn}}$ , тобто [8,80]

$$u_{D,m1, \min} \geq SNR \cdot u_{Dn}. \quad (3.42)$$

Отже, використовуючи функції (3.40) і (3.41), або їх графіки, зображені на рис. 3.5, з умови (3.42) можна визначити мінімальну величину  $t_{o1,\min}$  спектральної складової вхідного сигналу, яку можна виміряти за допомогою КОС за заданих йому конструктивних параметрів [8,80].

### 3.5 Шляхи збільшення ширини просторової смуги пропускання SBP

Просторова смуга пропускання (ПСП) є основною характеристикою для оцінки ефективності різних оптико-електронних систем, у тому числі і КОС [66]. Ціна

оптичного приладу пов'язана з шириною смуги пропускання. Чим більша ширина смуги, тим краще виправлена на недоліки (аберації) оптична система, відповідно, тим вище її ціна. Тому досить активно ведуться пошуки шляхів збільшення просторової смуги пропускання, намагаючись при цьому зменшити вартість оптичної системи до мінімуму. Розглянемо більш детально методи визначення ПСП [8,26–28].

Узагальнена схема оптичного спектроаналізатора складається з когерентного джерела випромінювання (лазера), розширювача лазерного пучка, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і аналізатора світлового поля (рис. 2.1). Вхідний транспарант являє собою оптичний елемент, амплітудний коефіцієнт пропускання якого визначається двовимірним сигналом, призначеним для вимірювання його спектра. У якості вхідного транспаранта використовують просторово-часові модулятори світла. В сучасних КОС для аналізу спектра сигналу застосовують ПЗЗ-матриці високого просторового розділення [8,80].

Просторове перетворення Фур'є може бути реалізовано оптично декількома способами. Одна з найвідоміших та найпростіших систем включає позитивну лінзу з фокусною відстанню  $f$ , встановлену між двома площинами вільного простору, кожна з яких знаходиться на відстані  $f$  від лінзи (рис. 1.13). Якщо транспарант розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і освітлюється плоскою хвилею з амплітудою  $V_0$ , то розподіл амплітуди поля в площині аналізу описується виразом (1.7) [8,80].

З аналізу перетворення (1.7) випливає такий важливий висновок, що комплексна амплітуда світлового поля у задній фокальній площині фур'є-об'єктива з точністю до постійного множника  $V_p/j\lambda f$  являє собою просторовий спектр від амплітудного коефіцієнта пропускання  $t_o(x_1, y_1)$  транспаранта з просторовими частотами [8,80]:

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (3.43)$$

Найбільша просторова частота  $v_{x,max} = v_{res}$ , яку розділяє КОС, визначається найбільшим кутом дифракції в першому порядку  $\varphi_{d1} = \theta_{max}$  ґратки, яка розташована



у площині вхідного транспаранта (рис. 3.6). При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована у передній фокальній площині фур'є-об'єктива, з основного рівняння ґратки для першого порядку дифракції маємо  $d \sin \varphi_{d1} = \lambda$ , де  $d = 1/\nu_{res}$  – період дифракційної ґратки [8,80]. Звідки

$$\nu_{res} = \frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda} \sin \theta_{max}. \quad (3.44)$$

Тоді просторова смуга пропускання спектроаналізатори дорівнює [8,80]:

$$SBP_s = \frac{a}{d} = a \nu_{res} = \frac{a}{\lambda} \sin \varphi_{d1}, \quad (3.45)$$

де  $a$  – розмір вхідного транспаранта.

Спираючись на фізичні основи роботи КОС, у статті [26] було запропоновано збільшити смугу пропускання  $SBP_s$  шляхом збільшення діаметру вхідної зіниці фур'є-об'єктива та його фокусної відстані [8,80].

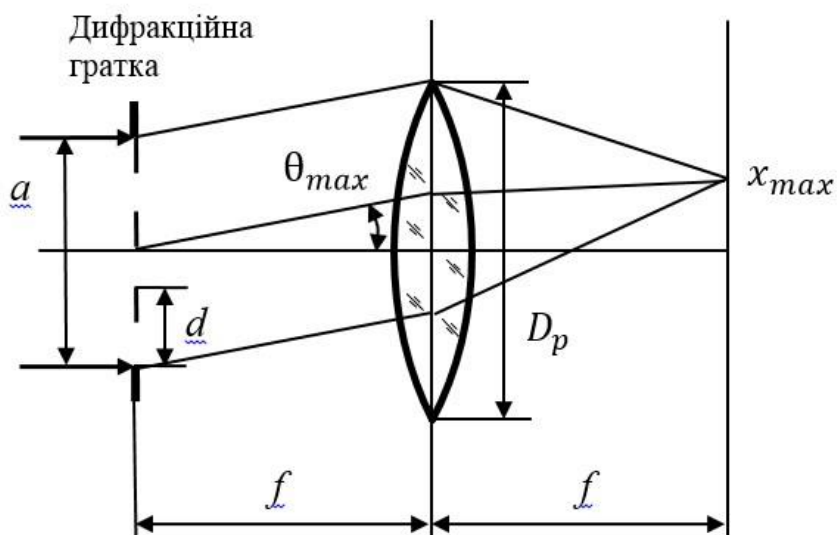


Рисунок 3.6. Схема для визначення максимального кута дифракції

У запропонованому методі збільшення смуги пропускання було застосовано припущення: наближення Френеля справедливе для поширення світла на відстань більшу, ніж фокусна відстань  $f$  [8,80].

Нехай лінійний розмір вхідного транспаранта  $a$ , а лінійний розмір площини аналізу  $V_a$ . Згідно (3.43) максимальна просторова частота в площині аналізу дорівнює [8,80]

$$v_{x,max} = \frac{V_a}{2\lambda f}. \quad (3.46)$$

Тоді одновимірний просторовий смуга пропускання дорівнюватиме [8,80]:

$$SBP_s = 2v_{x,max}a = \frac{V_a a}{\lambda f}. \quad (3.47)$$

Для визначення числової ПСП можна скористатися відомою теоремою дискретизації сигналу, який має обмежені розміри  $\Delta x$  і просторову смугу  $\Delta v_x$ . Сигнал можна повністю поновити, якщо відомі його значення в точках дискретизації, що розташовані на відстані  $\delta x = 1/\Delta v_x$ . Загальна кількість точок дискретизації сигналу визначає числову ПСП, яка дорівнює [8,80]

$$N_s = SPB_s = \frac{\Delta x}{\delta x} = \Delta x \Delta v_x. \quad (3.48)$$

Формула (3.48) співпадає з (3.47), якщо  $\Delta x = a$ ,  $\Delta v_x = 2v_{res}$ .

Визначимо максимальний кут дифракції, при якому відсутнє він'єтування в оптичній системі КОС, тобто усі промені у першому порядку дифракції потрапляють до вхідної зіниці об'єктива. З рис. 3.6 знаходимо [8,80]

$$\operatorname{tg} \theta_{max} = \frac{D_p - a}{2f}, \quad (3.49)$$

де  $D_p$  – діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

З системи рівнянь (3.45) і (3.49) маємо [8,80]

$$SBP_s = \frac{a}{\lambda} \sin \left( \operatorname{arctg} \frac{D_p - a}{2f} \right). \quad (3.50)$$

Для малих кутів дифракції (для параксіальної області, коли  $\sin\theta \approx \tan\theta$ ) рівняння (3.50) спрощується до вигляду [8,80]

$$SBP_{par} = \frac{a}{\lambda} \left( \frac{D_p - a}{2f} \right). \quad (3.51)$$

Визначимо максимальні розміри області спектрального аналізу у задній фокальній площині об'єктива (рис. 3.6), використовуючи рівняння (3.43), (3.47) і (3.51) [8,80]

$$x_{max} = v_{max} \lambda f = \frac{SBP_{par}}{a} \lambda f = \frac{1}{2} (D_p - a). \quad (3.52)$$

Отримана формула (3.52) дозволяє розрахувати розміри ПЗЗ-матриці, яка використовується для реєстрації спектра сигналу [8,80].

Розглянемо шляхи збільшення просторової смуги пропускання КОС. Для параксіальної області смуга пропускання визначається рівнянням (3.51), яке подамо у вигляді [8,80]

$$SBP_{par} = \frac{a}{2\lambda} \left( \frac{1}{F_o} - \frac{1}{F_s} \right), \quad (3.53)$$

де  $F_o = f / D_p$  і  $F_s = f / a$  – діафрагмові числа фур'є-об'єктива і оптичної системи КОС.

З формул (3.51) і (3.52) випливає, що збільшити ширину смуги пропускання SBP можна за рахунок збільшення розміру вхідного транспаранта  $a$ . Однак збільшення розміру транспаранта, тобто зменшення діафрагмового числа системи  $F_s = f / a$ , призводить до зменшення кута дифракції  $\theta_{max}$ , тобто до зменшення просторового розділення  $v_{res}$  згідно формули (3.44). Таким чином, можна знайти розмір вхідного транспаранта, який забезпечує максимальну смугу пропускання SBP. На рис. 3.7 наведено графік залежності смуги пропускання  $SBP_{par}$  від розміру транспаранта  $a$  для випадку, коли в оптичній системі КОС використовується фур'є-

об'єктів з фокусною відстанню  $f = 100$  мм і діаметром апертурної діафрагми  $D_p = 50$  мм [8,80].

Аналіз отриманої формули (3.51) показує, що просторову смугу пропускання при незмінному діафрагмовому числі Фур'є-об'єктива можна збільшити за рахунок [8,80]:

1. Збільшення діаметра входної зіниці  $D_p$  Фур'є-об'єктива.
2. Збільшення фокусної відстані  $f$  Фур'є-об'єктива.
3. Використання лазера з меншою довжиною хвилі.

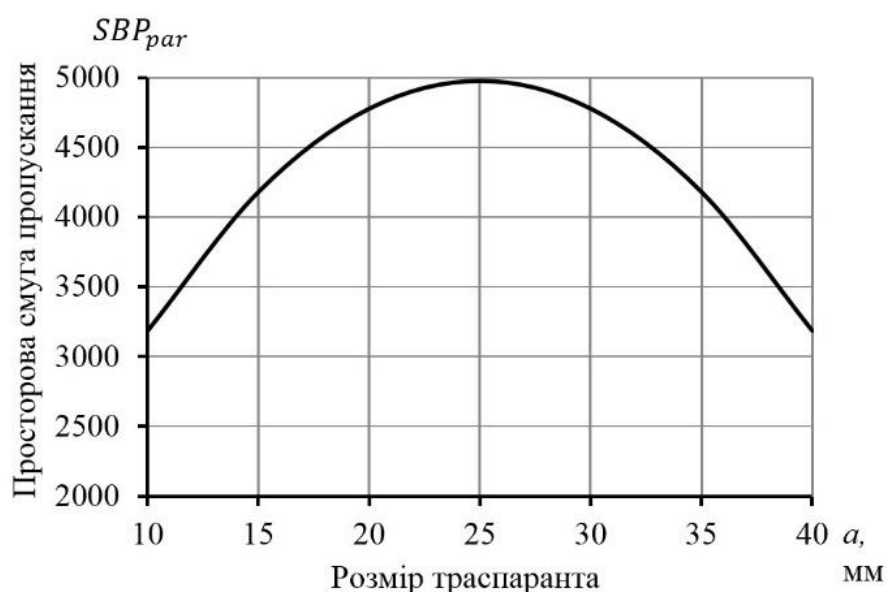


Рисунок 3.7. Залежність просторової смуги пропускання КОС від розміру входного транспаранта [8,80]

Максимальне значення функції  $SBP_{par}(a)$  знаходимо з рівняння  $d[SBP_{par}(a)]/da = 0$ . Звідси маємо  $D_p = 2a$ . Таким чином, максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли розмір входного транспаранта дорівнює половині діаметра входної зіниці Фур'є-об'єктива. За цих умов максимальна смуга пропускання з урахуванням (2.76) дорівнює [8,80]

$$SBP_{max} = \frac{D_p}{2\lambda} \left( \frac{D_p}{4f} \right) = \frac{D_p}{8\lambda F_o} = \frac{f}{8\lambda F_o^2}. \quad (3.53'')$$

При оптимізації параметрів компонентів КОС необхідно також враховувати реальні розміри вхідного транспаранта і ПЗЗ-матриці, які обмежені співвідношенням (3.52) [8,80].

У статті [63] пропонується використовувати величину ПСП для характеристики як довільної оптичної системи, так і оптичного сигналу. ПСП можна розглядати як число в області координат  $xu$ , так і в області просторових частот  $v_x v_y$ , а також у вигляді питомої площини Вігнера  $xv_x$  (для одновимірного випадку), або  $av_{res}$ , що співпадає з формулою (3.45) [8,80].

Сучасні об'єктиви, які використовують в КОС, мають змінну фокусну відстань (панкратичні об'єктиви). Від величини фокусної відстані залежить згідно (3.5) масштаб вимірюваного спектра сигналу в площині аналізу  $x_3 y_3$ , який визначимо як [8,80]

$$\mu = \frac{x_3}{v_x} = \lambda f. \quad (3.54)$$

Тому використання фур'є-об'єктива з великою фокусною відстанню призводить до зміни геометричного розміру спектра, а також до зменшення спектральної області вимірювання [8,80].

У зв'язку з цим важливо встановити залежність ПСП від величини фокусної відстані фур'є-об'єктива при оптимальному узгодженні розміру  $a$  вхідного транспаранта і діаметра  $D_p$  вхідної зіниці об'єктива, тобто коли  $D_p = 2a$  [8,80].

З формули (3.50) знаходимо функцію, яка описує залежність ПСП  $SBP(f)$  від фокусної відстані  $f$  об'єктива [8,80]:

$$SBP_s(f) = \frac{D_p}{2\lambda} \sin \left( \arctg \frac{D_p}{4f} \right). \quad (3.55)$$

На рис. 3.8 наведено графік функції (3.55) для випадку, коли в оптичній системі КОС використовується фур'є-об'єктив з діаметром вхідної зіниці  $D_p = 50$  мм і вхідний транспарант розміром  $a = 25$  мм [8,80].

Аналіз отриманої функції (3.55) свідчить про те, що зменшення фокусної відстані об'єктива призводить до збільшення величини ПСП. У той же час це призводить до зменшення масштабу спектра (3.54), що погіршує просторове спектральне розділення при застосуванні ПЗЗ-матриці [8,80].

Виходячи з наведеного виникає задача дослідження впливу формату і розміру пікселя матриці на ПСП і просторову роздільну здатність КОС. Для цього розглянемо площину спектрального аналізу  $x_{3y3}$ , де розташована ПЗЗ-матриця (рис. 2.1) [8,80].

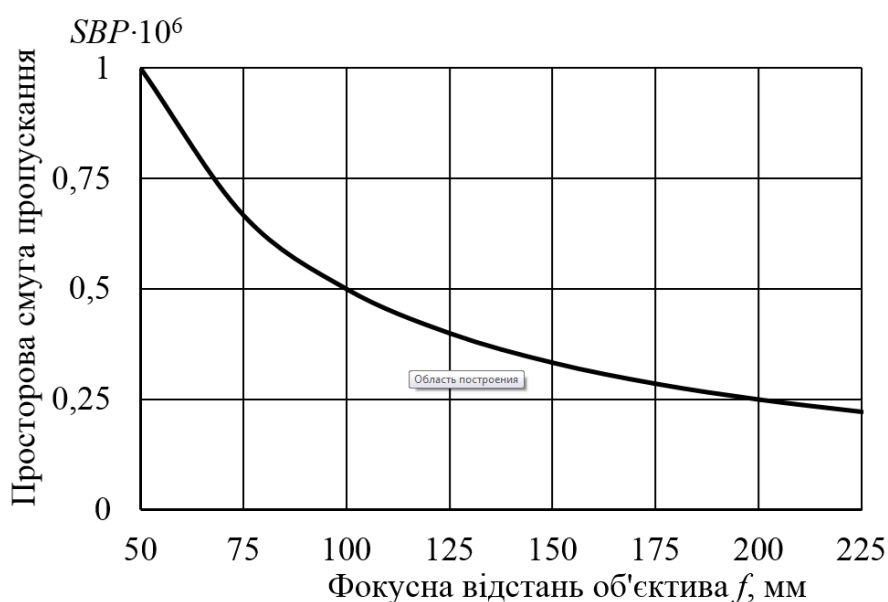


Рисунок 3.8. Залежність просторової смуги пропускання КОС від фокусної відстані фур'є-об'єктива [8,80]

В більшості практичних випадків для реєстрації спектра сигналу використовують ПЗЗ-матриці, які мають, як правило, розмір  $X_D \times Y_D = 36 \times 24$  мм. Для ефективного використання матриці необхідно, щоб площа спектрального аналізу в площині  $x_{3y3}$  круглої форми радіусом  $r_a = x_{max}$ , який визначається співвідношенням (3.52), була розташована у межах чутливої поверхні матриці, як показано на рис. 3.9, тобто  $Y_D = 2r_a$  [8,80].

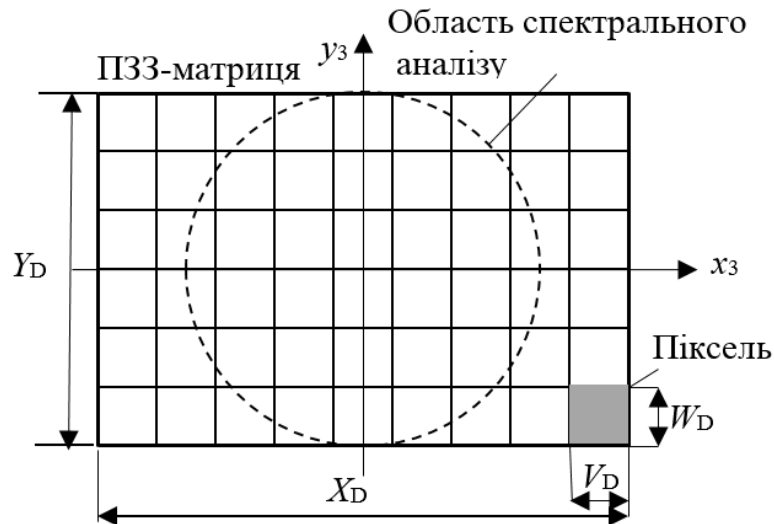


Рисунок 3.9. Площина спектрального аналізу когерентного спектроаналізатора

З формули (3.52) знаходимо, що найменший розмір матриці повинен задовольняти умові [8,80]

$$Y_D \geq D_p = a = 2r_a. \quad (3.56)$$

При проектуванні оптичної системи спектроаналізатора на першому етапі обирають потрібну ПЗЗ-матрицю, яка має розміри  $X_D \times Y_D$  і кількість пікселів  $N_p$ . Використовуючи ці дані, знаходять розмір  $V_D \times W_D$  одного квадратного пікселя [8,80].

За допомогою ПЗЗ-матриці можна знайти координату пікселя  $x_{3,m}$  для гармоніки з просторовою  $v_x$  і координату  $x_{3,m+2}$  для гармоніки з частотою  $v_x + \Delta v_x$ , які реєструються роздільно. Іншими словами, між пікселями  $m$  і  $m+2$  повинен знаходитися піксель  $m+1$ , де відсутній сигнал (рис. 3.9). Це означає, що відстань між пікселями  $m$  і  $m+2$  повинна дорівнювати  $2V_D$ . Тоді кількість точок в спектрі сигналу, які реєструються роздільно, дорівнює [8,80]

$$N_x = \frac{X_D}{2V_D} = v_N X_D, \quad (3.57)$$

де  $v_N = 1/2V_D$  – частота Найквіста ПЗЗ-матриці.

Очевидно, розмір пікселя буде визначати просторове спектральне розділення  $\Delta v_x$  КОС, яке знайдемо з формули (3.5) наступним чином [8,80]

$$\Delta v_x = v_{x,m+2} - v_{x,m} = \frac{x_m + 2V_D}{\lambda f} - \frac{x_m}{\lambda f} = \frac{2V_D}{\lambda f} = \frac{1}{\lambda f v_N}. \quad (3.58)$$

Введемо поняття одновимірної просторової смуги пропускання  $SBP_D$  ПЗЗ-матриці, як кількість зображень точкових джерел випромінювання на поверхні матриці, які можна зареєструвати окремо, тобто [8,80]

$$SBP_D = \frac{X_D}{2V_D} = X_D v_N. \quad (3.59)$$

Формула (3.59) співпадає з (3.45), якщо  $X_D = a$ ,  $v_N = v_{res}$ .

Аналогічно введемо поняття просторової смуги пропускання об'єктива  $SBP_O$ , як число зображень точкових джерел випромінювання у задній фокальній площині об'єктива, які спостерігаються роздільно (окремо). Проблема роздільної здатності об'єктивів досліджується довгий час. Існує багато критеріїв, які визначають якість зображення, що формує об'єктив. Найбільш поширеним є критерій Релея, згідно якого дві точки спостерігаються окремо, якщо максимум дифракційного зображення першої точки співпадає з першим мінімумом дифракційного зображення другої точки [8,80].

Якщо спрямувати паралельний пучок променів до вхідної зіниці об'єктива, то він буде фокусуватись в його задній фокальній площині (фокусі). При математичному моделюванні цього процесу розглядають три ситуації [8,31]:

1. Об'єктив ідеальний і пучок фокусується в точку фокусу.
2. Об'єктив не має аберацій, але на його вхідній зіниці відбувається дифракція світла. Такий об'єктив називається дифракційно обмеженим. У цьому випадку у задній фокальній площині формується дифракційна картина Ейрі, нормований розподіл інтенсивності якої описується функцією [8,10]



$$I_n(x_3, y_3) = \left[ 2 \frac{J_1 \left( \pi \frac{D_p}{\lambda f} r_3 \right)}{\pi \frac{D_p}{\lambda f} r_3} \right]^2, \quad (3.60)$$

де  $J_1$  – функція Бесселя першого порядку;  $r_3$  – радіус полярної системи координат,  $r_3 = \sqrt{x_3^2 + y_3^2}$ .

Вираз (3.60) називається функцію розсіювання точки (ФРТ) об'єктива. На рис. 3.10 наведено графік функції (2.95), дослідження якої показує, що ФТР являє собою яскравий кружок Ейрі, навколо якого розташовані світлі кільця малої яскравості [8,80].

3. Об'єktiv має аберації, які призводять до формування ФРТ, яка має більший розмір порівняно з кружком Ейрі [8,80].

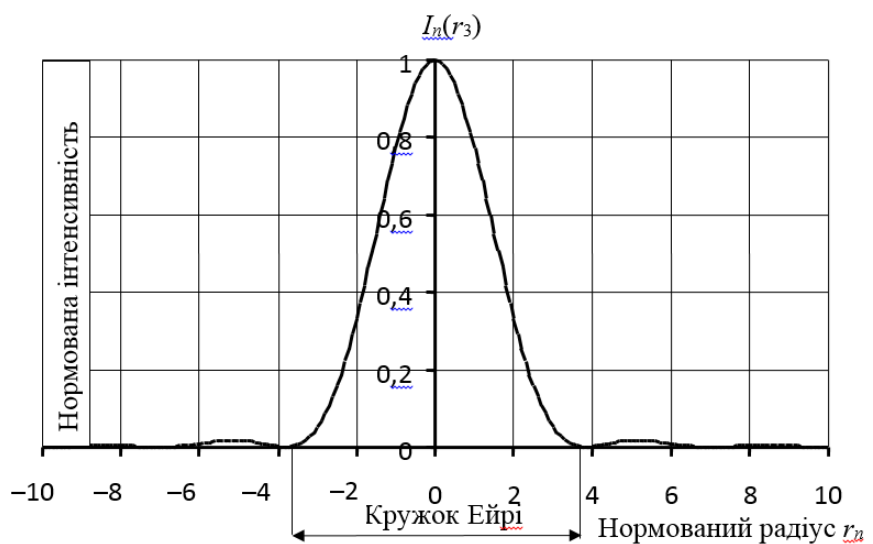


Рисунок 3.10. Нормований розподіл інтенсивності в дифракційній картині Ейрі:  $r_n = (\pi D_p / \lambda f) r_3$

Згідно критерію Релея зображення двох точок спостерігається роздільно, якщо відстань між ними дорівнює або перевищує радіус кружка Ейрі. Дослідження функції (3.60) дозволяє отримати формулу для розрахунку радіуса кружка Ейрі [8,80]

$$r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{D_p}. \quad (3.61)$$

Тоді ПСП об'єктива буде визначатися як

$$SPB_O = \frac{X_O}{r_E} = \frac{X_O D_p}{1,22\lambda f}, \quad (3.62)$$

де  $X_O$  – лінійне поле зору об'єктива.

Згідно формули (3.51) при оптимальному узгодженні розміру транспаранта  $a$  і діаметра вхідної зіниці об'єктива  $D_p$   $X_O = 2x_{\max} = 0,5D_p$  [8,80]. Тоді

$$SPB_O = \frac{X_O D_p^2}{2,44\lambda f}. \quad (3.63)$$

Таким чином, в результаті математичного моделювання КОС отримано формули (3.55), (3.59) і (3.63) для розрахунку просторової смуги пропускання оптичної системи спектроаналізатора  $SPB_s$ , ПЗЗ-матриці  $SPB_D$  і об'єктива  $SPB_O$  відповідно. Менша з цих смуг і буде визначати ефективність роботи КОС [8,80].

### Приклад розрахунку просторової смуги пропускання КОС

Розглянемо КОС, складові якого мають такі параметри [8,26,80]:

1. Розмір вхідного транспаранта  $a = 25$  мм.
2. Фокусна відстань і діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива  $f = 100$  мм і  $D_p = 50$  мм відповідно.
3. Довжина хвилі лазера  $\lambda = 0,6328$  мкм.
4. ПЗЗ-матриця має кількість пікселів  $N_p = 24 \cdot 10^6$  і розмір чутливої площадки  $X_D \times Y_D = 36 \times 24$  мм<sup>2</sup>.

За формулою (3.50) знаходимо числове значення ПСП оптичної системи КОС [8,26,80]

$$SBP_s = \frac{25}{0,6328 \cdot 10^{-3}} \sin\left(\arctg \frac{50 - 25}{200}\right) = 4900.$$

Максимальне значення ПСП для параксiального наближення знаходимо за формулою (3.53) [8,26,80]

$$SBP_{max} = \frac{50}{8 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 2} = 4938.$$

Відмінність  $SBP_s$  і  $SBP_{max}$  пояснюється тим, що формула (3.53) справедлива тільки для параксіальної області. Цим обумовлена незначна відносна похибка визначення ПСП, яка становить 0,77% [8,26,80].

За формулою (3.52) визначимо максимальні розміри області спектрального аналізу в задній фокальній площині об'єктива [8,80]

$$x_{max} = \frac{1}{2}(D_p - a) = 12,5 \text{ мм.}$$

Це означає, що мінімальний розмір ПЗЗ-матриці повинен бути більшим за 25 мм.

За формулою (3.59) розраховуємо ПСП ПЗЗ-матриці. Для цього необхідно знайти розмір квадратного пікселя цієї матриці, який визначимо з рівняння  $N_p = X_D Y_D / V_D^2$  [8,26,80]. Звідки

$$V_D = \sqrt{\frac{X_D Y_D}{N_p}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм.}$$

$$\text{Тоді } SBP_D = 24 / 6 \cdot 10^{-3} = 4000.$$

За формулою (3.63) розраховуємо ПСП дифракційно обмеженого об'єктива [8,26,80].

$$SPB_O = \frac{25 \cdot 50}{1,22 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 100} = 16,2 \cdot 10^3.$$

Порівнюючи отримані числові значення ПСП оптичної системи, ПЗЗ-матриці і об'єктива можна стверджувати, що просторова смуга пропускання матриці обмежує ефективність даного спектроаналізатора [8,26,80].

Таким чином, в результаті дослідження просторової смуги пропускання оптичного спектроаналізатора отримані такі результати [8,26,80]:

1. Встановлено, що збільшення просторової смуги пропускання  $SBP$  призводить до підвищення ефективності спектроаналізатора [8,26,80].

2. Отримано рівняння для розрахунку параметру SBP як для параксіальної області, так і для довільної області спектрального аналізу за умови відсутності він'єтування в оптичній системі КОС. Ці рівняння дозволяють аналізувати і оптимізувати параметри КОС з метою підвищення ефективності його застосування [8,26,80].

3. Встановлено, що максимальне значення смуги пропускання SBP настає тоді, коли розмір вхідного транспаранта дорівнює половині діаметру вхідної зіниці фур'є-об'єктива [8,26,80].

4. Просторову смугу пропускання можна збільшити при незмінному діафрагмовому числі фур'є-об'єктива за рахунок: збільшення діаметра вхідної зіниці або фокусної фур'є-об'єктива; використання лазера з меншою довжиною хвилі [8,80].

5. Отримано рівняння для розрахунку ПСП ПЗЗ-матриці і дифракційно обмеженого Фур'є-об'єктива, які дозволяють аналізувати і оптимізувати параметри компонентів КОС [8,26,80].

6. На прикладі заданого спектроаналізатора представлена методика, що дозволяє встановити, який з компонентів КОС обмежує його смугу пропускання [8,26,80].

### **3.6 Вплив аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на граничні характеристики КОС**

Призначення будь-якого оптичного обчислювального приладу полягає у формуванні світлового поля, який несе потрібну інформацію. Найбільш складною задачею в проблемі створення оптичної системи КОС є отримання розподілу світлового поля в площині спостереження, що з точністю до постійного множника співпадає зі спектром вхідного сигналу. Зображення, утворене будь-яким реальним оптичним приладом, містить спотворення, обумовлені як недоліками оптичної системи, так і обмеженими можливостями ПЗЗ-матриці [8,80].

У зв'язку з цим виникає необхідність в деяких критеріях, що дозволяють оцінювати ефективність роботи приладу, та пов'язувати якість зображення з його

параметрами. До граничних характеристик спектроаналізатора відносяться просторове спектральне розділення, що характеризує здатність системи зображати окремо дві спектральні гармоніки однакової інтенсивності та просторова смуга пропускання ПСП SBP [8,21–25].

У реальному об'єктиві, що має кінцеві розміри, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірною перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу. Тому фур'є-об'єктив має бути виправлений на монохроматичні аберації третього порядку та мати достатньо великий апертурний кут [8,80].

Часткове усунення аберації можливо завдяки зміні форми поверхні лінзи. Змінюючи положення та (або) величину отвору діафрагми, також можна зменшити аберації і дифракцію. Деякі види аберацій можуть бути ослаблені шляхом використання скла з різними показниками заломлення і різною дисперсією, та шляхом підбору відповідних положень елементів об'єктива. З товщиною лінзи також можуть бути пов'язані деякі спотворення. Тонкі покриття з прозорих матеріалів, нанесені на поверхню лінзи, можуть послаблювати відбиття від її поверхонь. Відзначимо, що нині не існує способів, завдяки яким можна повністю усунути всі види аберацій, але їх можна істотно мінімізувати. Наприклад, кому і сферичну аберацію можна значно послабити шляхом зміни форми лінзи та підбором показника заломлення скла, з якого вона виготовлена. Астигматизм і кривизну поля можна зменшити підбором форми лінз об'єктива і відповідним розташуванням діафрагми. Дисторсію можна послабити, використовуючи симетричні лінзи [8,80].

Більшість сучасних високоякісних об'єктивів для оптичної обробки інформації проектують на основі математичного моделювання лінз й експериментального вивчення їх оптичних властивостей за допомогою комп'ютерних програм [58,61,67,68]. Якщо аберації малі, то в системі переважає дифракція світла, що встановлює граничні характеристики. Для дифракційно обмеженого об'єктива у фокальній площині формується розподіл світлового поля, що описується функцією розсіювання точки (кружком Ейрі) [8,80].

Для дослідження впливу аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на характеристики приладу розглянемо схему, зображену

на рис. 3.11, та процес формування сигналу від вхідного транспаранта з круглим отвором, радіус якого дорівнює  $R_o$  [8,31].

Амплітудний коефіцієнт пропускання такого транспаранта описується функцією:

$$t_o(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, \text{ коли } 0 \leq \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq R_o; \\ 0, \text{ в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.64)$$

Нехай вхідний транспарант освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою  $V_0$ . Тоді амплітуда поля за транспарантом [8,80]:

$$V(x_1, y_1) = V_0 t_o(x_1, y_1). \quad (3.65)$$

За допомогою фур'є-об'єктива формується просторовий спектр вхідного сигналу, що визначається двовимірним перетворенням Фур'є (3.3). Враховуючи вираз (3.65), отримаємо розподіл амплітуди поля в площині  $x_3, y_3$  [8,80]:

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_o(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(\nu_x x_1 + \nu_y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (3.66)$$

де  $f$  – фокусна відстань фур'є-об'єктива;  $\nu_x, \nu_y$  – просторові частоти, які визначаються за формулами (3.5).

Оскільки функція (3.64) є вісесиметричною, то розподіл амплітуди поля (3.66) можна записати у полярній системі координат, використовуючи перетворення Фур'є-Бесселя [8,54]:

$$V(r_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} t_o(r_1) J_0\left(\frac{2\pi r_3 r_1}{\lambda f}\right) r_1 dr_1 d\varphi_1 = \frac{2\pi V_0}{j\lambda f} \int_0^{R_o} J_0\left(\frac{2\pi r_3 r_1}{\lambda f}\right) r_1 dr_1, \quad (3.67)$$

де  $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$ ;  $r_3 = \sqrt{x_3^2 + y_3^2}$ ;  $\varphi_1$  – кутова компонента в полярній системі координат  $r_1, \varphi_1$ .

Обчислення інтегралу (3.67) дає такий результат [8,80]:

$$V(r_3) = \frac{\pi R_o^2 V_0}{j\lambda f} 2 \frac{J_0\left(\frac{2\pi R_o r_3}{\lambda f}\right)}{\frac{2\pi R_o r_3}{\lambda f}}. \quad (3.68)$$

Розподіл інтенсивності у задній фокальній площині об'єктива з урахуванням амплітуди поля (3.68) визначається як

$$I(r_3) = \left( \frac{\pi R_0^2 V_0}{\lambda f} \right)^2 \left[ 2 \frac{J_0 \left( \frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f} \right)}{\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}} \right]^2. \quad (3.69)$$

У результаті дифракції світла на апертурі вхідного транспаранта освітленість у довільній точці спектральної площини дорівнює [8,80]:

$$E(r_3) = |V(r_3)|^2 = E_0 \left( \frac{\pi R_0^2}{\lambda f} \right)^2 \left[ 2 \frac{J_0 \left( \frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f} \right)}{\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}} \right]^2. \quad (3.70)$$

де  $E_0 = V_0^2$  – освітленість вхідного транспаранта.

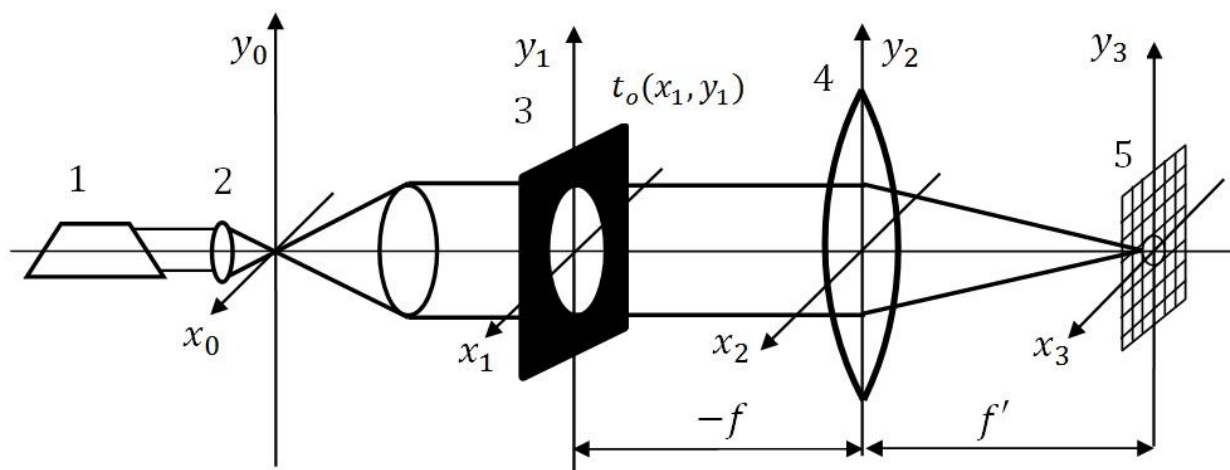


Рисунок 3.11. Схема КОС [8,80]: 1 – лазер; 2 – розширювач лазерного пучка; 3 – екран з отвором, 4 – фур'є-об'єктив, 5 – площина матричного приймача випромінювання

Формула (3.70) не враховує він'єтування на вхідній зіниці об'єктива [8,9]. Графік нормованої функції (3.70) наведено на рис. 3.12.

Дифракційна картина, отримана у результаті рівномірного освітлення круглої вхідної зіниці, має яскравий кружок у центрі з набором концентричних світлих та темних кілець, та відома як картина Ейрі. Положення першого темного кільця, тобто першого мінімуму, знаходиться з умови:  $E(r_3) = 0$  [8].

Розв'язком цього рівняння є

$$\frac{2R_0 r_1}{\lambda f} = 1,22.$$

Звідки маємо формулу для обчислення радіуса кружка Ейрі [8,80]

$$r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{2R_0}. \quad (3.71)$$

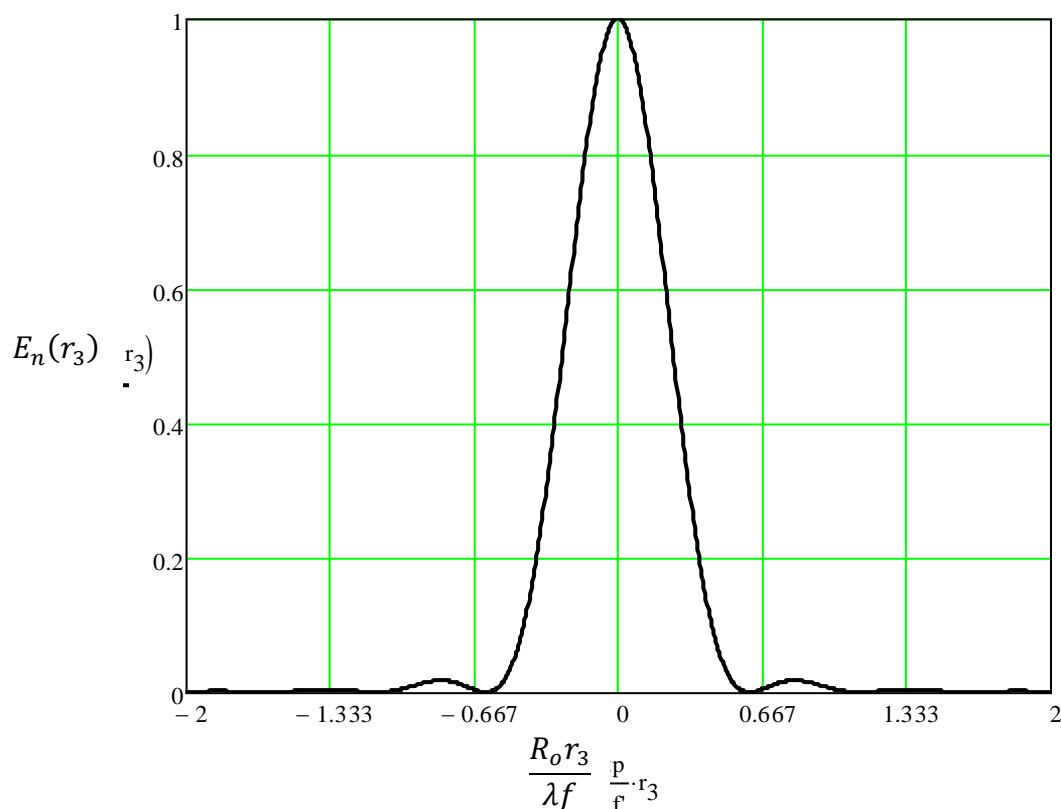


Рисунок 3.12. Графік нормованого розподілу освітленості (3.70) [8,80]

Положення кружка Ейрі у площині аналізу  $x_3 y_3$  залежить від просторової частоти вхідного тест-об'єкта. Згідно критерію Релея дві спектральні гармоніки однакової інтенсивності будуть розділені, тобто спостерігатись окремо, якщо центральний максимум однієї співпадає з першим мінімумом дифракційного зображення. Для одновимірного випадку маємо [8,80]:

$$\Delta x_3 = r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{2R_0}. \quad (3.72)$$

З урахуванням співвідношення (3.5), яке визначає просторові частоти у площині аналізу, отримуємо [8,80]:



$$\Delta v_{xo} = \frac{\Delta x_3}{\lambda f} = \frac{1,22}{2R_o}. \quad (3.73)$$

Матричний фотоприймач також істотно впливає на граничну роздільну здатність системи в цілому. Основною характеристикою матриці вважається її розмір. Але не менш важливою характеристикою матриці є розмір чутливого елемента (пікселя), який впливає на чутливість, роздільну здатність та динамічний діапазон матриці [8,80].

Визначимо мінімальне просторове розділення, яке визначається матричною структурою приймача випромінювання. Для розділення двох спектральних гармонік необхідно, щоб мінімальна відстань між ними складала два пікселя  $2V_D$ , що відповідає критерію Найквіста [8,80].

Знайдемо мінімальне просторове розділення, яке обмежується матричним приймачем [8,80]:

$$\Delta v_{xD} = \frac{\Delta x_3}{\lambda f} = \frac{2V_D}{\lambda f}. \quad (3.74)$$

Наведені співвідношення дозволяють визначити максимальну просторову частоту, яку здатна сформувати оптична система, та мінімальну відстань між двома роздільними спектральними гармоніками однакової інтенсивності у залежності від розміру чутливого елемента фотоприймача [8,80].

Використовуючи співвідношення (3.73) та (3.74), можна визначити за яких умов просторова роздільна здатність за рахунок дифракції світла на апертурі вхідного транспаранта дорівнюватиме мінімальному розділенню, яке обмежене розмірами пікселя, тобто коли  $\Delta v_{xo} = \Delta v_{xD}$  [8,80]:

$$\frac{1,22}{2R_o} = \frac{2V_D}{\lambda f}.$$

Звідки визначаємо розмір пікселя матричного приймача, що задовольняє дану умову [8,80]:

$$V_D = 0,305 \frac{\lambda f}{R_o}. \quad (3.75)$$

Таким чином, отриманий вираз дозволяє визначати необхідний розмір пікселя, що узгоджується з оптичною системою когерентного спектроаналізатора [8,80].

Іншою, не менш важливою граничною характеристикою систем оптичної обробки інформації, є просторова смуга пропускання. У загальному випадку просторова смуга пропускання для одновимірного перетворення визначається як [8,80]

$$SBP = \nu_x \cdot 2R_o, \quad (3.76)$$

де  $\nu_x$  – просторова частота в площині зображення,  $\nu_x = x_3/\lambda f$ ;  $x_3$  – координата чутливої площадки приймача випромінювання.

Як бачимо, на кількість сформованих системою роздільних точок впливає як розмір вхідного транспаранта, так і розмір приймаючої площадки. Чим вище значення матиме просторова смуга пропускання, тим чіткішою буде сформована пляма розсіювання світла на приймачі, що дозволяє підвищити точність отриманих результатів [8,80].

### 3.7 Використання дифракційної лінзи у якості фур'є-об'єктива

З інтенсивним розвитком науки та техніки до систем оптичної обробки інформації висуваються все більш високі вимоги до характеристик оптичних приладів. Як наслідок, сферичні та відбиваючі поверхні вже не завжди можуть задовольняти підвищеним та різноманітним вимогам. Основним компонентом оптичної системи КОС є фур'є-об'єктив, що формує просторовий спектр досліджуваного сигналу. Для забезпечення високої точності двовимірного перетворення Фур'є до об'єктива пред'являються високі вимоги. Одним з способів підвищення характеристик оптичних систем КОС є використання у якості фур'є-об'єктива дифракційних лінз [8,70]. На відміну від сферичних лінз, дифракційні лінзи формують якісніше зображення за рахунок можливості виправлення аберацій [8,9].

Точну теоретичну відповідність розподілу амплітуди поля у фокальній площині лінзи та розподілу поля після вхідного транспаранта можна отримати тільки при використанні ідеальної лінзи з необмеженою апертурою. У реальному об'єктиві, що

має кінцеві розміри вхідної зіниці, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірного перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу [9].

Фур'є-об'єктив має бути виправлений на монохроматичні аберації третього порядку та мати достатньо великий апертурний кут. Відомо, що для виправлення або зменшення аберацій потрібно збільшувати кількість лінз, що входять до складу об'єктива. У свою чергу збільшення кількості елементів, з яких виготовлений об'єктив, призводить до ослаблення світлового поля за рахунок відбиття та розсіювання світла на поверхнях лінз, а також до збільшення габаритних розмірів приладу і його вартості [8,9].

Особливо важливою умовою використання фур'є-об'єктива в КОС є забезпечення ним лінійної залежності між координатами у фокальній площині об'єктива та просторовими частотами в спектрі вхідного транспаранта. Ця залежність визначається дисторсією фур'є-об'єктива [8,9].

Для вирішення вищенаведених проблем найбільше підходять об'єктиви на основі дифракційних лінз. В таких об'єктивах можливе корегування аберацій при використанні мінімальної кількості оптичних елементів. Також треба відмітити, що у КОС використовується монохроматичне випромінювання, тому використання дифракційних лінз у якості фур'є-об'єктивів досить перспективне [8,9].

Функція дифракційної лінзи у системах обробки оптичної інформації – формування зображення розташованого у нескінченості об'єкта у площині аналізу. Для того, щоб фур'є-об'єктив виконував перетворення Фур'є, необхідно вхідний транспарант з певним амплітудним коефіцієнтом пропускання встановити у передній фокальній площині об'єктива. Тоді у задній фокальній площині у сформованому спектрі досліджуваного сигналу будуть відсутні фазові спотворення. Фур'є-об'єктив переносить спектр просторових частот сигналу з певною інформацією з нескінченості у фокальну площину, де він представляється у вигляді розподілу амплітуди поля (рис. 3.13) [8,9].

У роботах [70–72] наведені вирази аберацій третього порядку для дифракційної лінзи у параксіальній області, у якої апертурна діафрагма розташована у передній фокальній площині лінзи, тобто  $t = -f$  (рис. 3.14):

$$S_I^* = \frac{y^4}{f^3}; \quad (3.77)$$

$$S_{II}^* = S_{III}^* = S_{IV}^* = 0; \quad (3.78)$$

$$S_V^* = y\omega^3, \quad (3.79)$$

де  $y$  – висота маргінального променя на поверхні лінзи;  $f$  – фокусна відстань дифракційної лінзи;  $\omega$  – кут між оптичною віссю та головним променем, що проходить через центр вхідної зіниці [8,9].

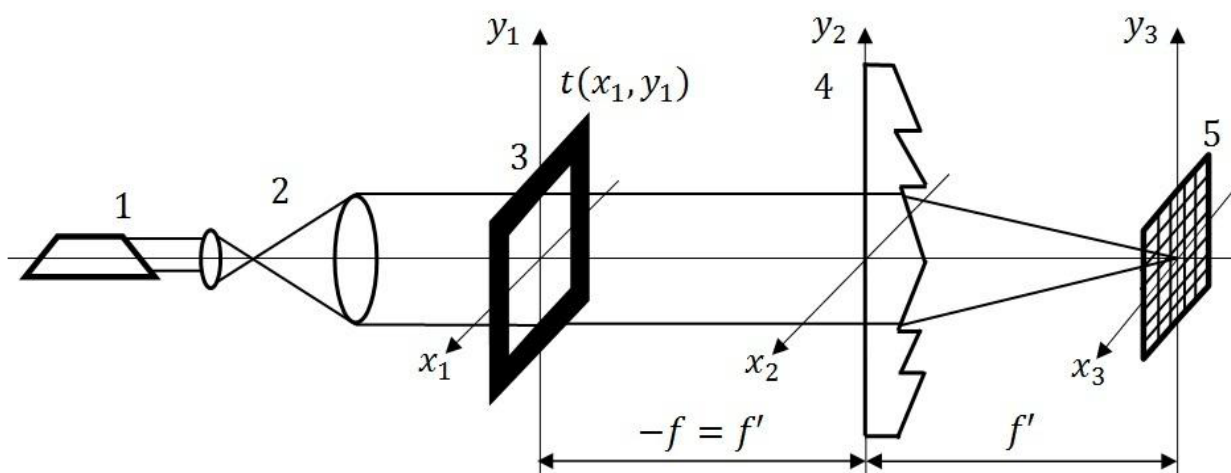


Рисунок 3.13. Схема побудови КОС на основі дифракційної лінзи [8,9]:

1 – лазер; 2 – телескопічна система; 3 – вхідний транспарант прямокутної форми;  
4 – фур'є-об'єктив (дифракційна лінза); 5 – ПЗЗ-матриця

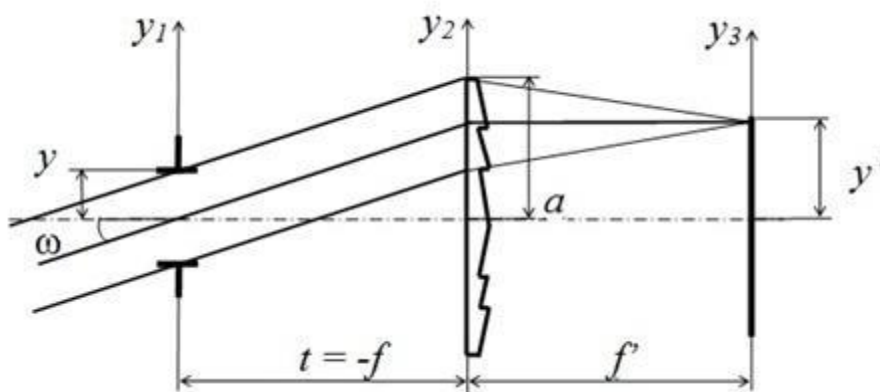


Рисунок 3.14. Схема проходження головного променя у системі

Рівняння (3.78) показують, що для такої системи польові аберації кома, астигматизм і кривизна поля дорівнюють нулю. Це дає можливість створювати зображення незмінної якості по всьому полю зору. Така окрема дифракційна лінза (ДЛ) є ізопланарною і формує плоске зображення на відміну від традиційних об'єктивів [10]. Це є важливим для оптичних систем, що працюють з плоскими матричними приймачами випромінювання, або виконують двовимірне перетворення Фур'є в когерентних системах обробки інформації. Проте залишаються не виправленими сферична аберація та дисторсія [8,9].

Залишкова сферична аберація третього порядку визначається максимально допустимим діаметром апертурної діафрагми для даної оптичної системи. Система буде практично вільна від сферичної аберації при розташуванні фокальної площини у «найкращому» положенні, відмінному від положення фокальної площини у ідеальній системі. Число Штреля, що відповідає такому положенню фокальної площини дорівнює 0,95 [61]. Якщо допустиме значення сферичної аберації  $0,95\lambda$ , то діаметр апертурної діафрагми за критерієм Марешаля, повинен задовольняти умові [8,9]:

$$D_p = 2y \leq 2\sqrt[4]{7,6f^3\lambda}. \quad (3.80)$$

Якщо у оптичній системі відсутня дисторсія, то справедливе співвідношення  $y = f \sin \theta$ , а точніше  $y = f \operatorname{tg} \theta$  (рис. 3.15). Це забезпечує лінійне перетворення усіх просторових частот об'єкта. За таких умов поперечна аберація третього порядку визначається як [8-10]

$$\Delta y = f \sin \theta - f \operatorname{tg} \theta \approx f \left[ \left( \theta - \frac{1}{6} \theta^3 + \dots \right) - \left( \theta + \frac{1}{3} \theta^3 + \dots \right) \right] = -\frac{1}{2} f \theta^3. \quad (3.81)$$

З точки зору поперечних аберацій третього порядку дисторсія визначається як

$$\Delta y = \sigma_5 h^3, \quad (3.82)$$

де  $\sigma_5$  – коефіцієнт похибки;  $h$  – нормована висота.

Взаємозв'язок між коефіцієнтом  $\sigma_5$  і сумою Зейделя  $S_V^*$  визначається співвідношенням [8,10]:

$$\sigma_5 = \frac{S_V^*}{2n'u'}, \quad (3.83)$$

де  $n'$  і  $u'$  – показник заломлення і кут маргінального променя в просторі зображення. Таким чином, використовуючи рівняння (3.79) і (3.83) при  $n' = 1$  і  $u' = -y/f$  знаходимо, що [8-10]

$$\sigma_5 = -\frac{1}{2}f\omega^3. \quad (3.84)$$

Так як  $h = \theta/\theta_{max} = \theta/\omega$ , то ДЛ лінза в межах аберацій третього порядку формує зображення з висотою згідно правила  $y = f\sin\theta$ , що робить її ідеальною в якості фур'є-об'єктива [8-10].

Важливою характеристикою когерентного спектроаналізатора є просторова смуга пропускання SBP, яка визначається числом роздільних точок, котре здатний формувати спектроаналізатор [10]. Найбільша просторова частота  $\nu_{y,max} = \nu_{res}$ , яку розділяє ДЛ, визначається найбільшим кутом дифракції ґратки  $\varphi_d = \theta_{max}$  (рис. 3.15).

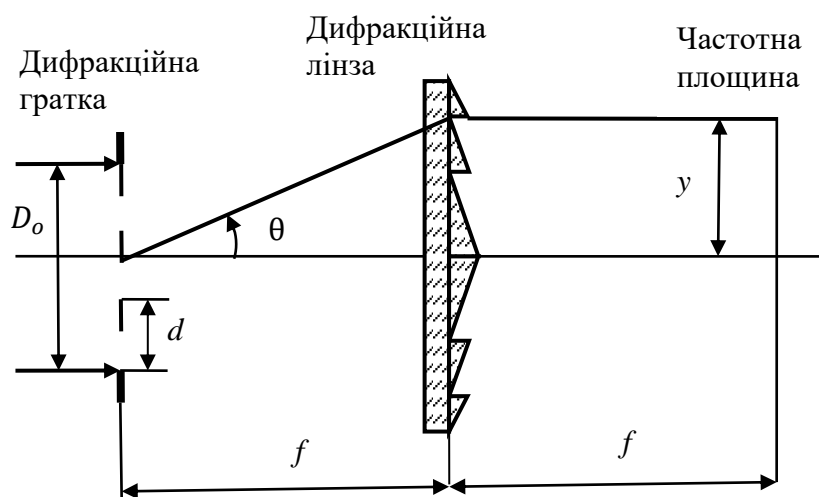


Рисунок 3.15. Оптична схема для визначення просторового розділення когерентного спектроаналізатора на основі телецентричної дифракційної лінзи [8,9]

При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована у передній фокальній площині лінзи, для першого порядку дифракції з основного рівняння ґратки маємо  $d \sin \theta = \lambda$ , де  $d = 1/\nu_{res}$  – період дифракційної ґратки [8-10].

Звідки

$$\nu_{res} = \frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda} \sin \theta_{max}. \quad (3.85)$$

Поле зору телецентричної ДЛ обмежене діаметром лінзи  $D_l$ . Щоб уникнути він'єтування повинна виконуватись умова (рис. 3.16) [8-10]:

$$y + \bar{y} = y + f \operatorname{tg} \theta \leq D_l/2. \quad (3.86)$$

З останнього співвідношення знайдемо найбільше значення кута  $\theta_{max}$ , при якому він'єтування у системі відсутнє [8-10]:

$$\theta_{max} = \arctg \left( \frac{D_l}{2f} - \frac{y}{f} \right) = \arctg \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right) \right], \quad (3.87)$$

де  $k_l = f/D_l$  і  $k_s = f/2y$  – діафрагмові числа лінзи і оптичної системи.

Використовуючи формули (3.85) і (3.87), визначимо найбільшу просторову частоту, за якої не відбувається він'єтування, яка дорівнює [8-10]

$$\nu_{res} = \frac{1}{\lambda} \sin \left\{ \arctg \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right) \right] \right\}. \quad (3.88)$$

Для малих кутів дифракції, коли  $\sin \theta \approx \operatorname{tg} \theta$ , рівняння (3.88) спрощується [8,9]

$$\nu_{res} = \frac{1}{2\lambda} \left( \frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right). \quad (3.89)$$

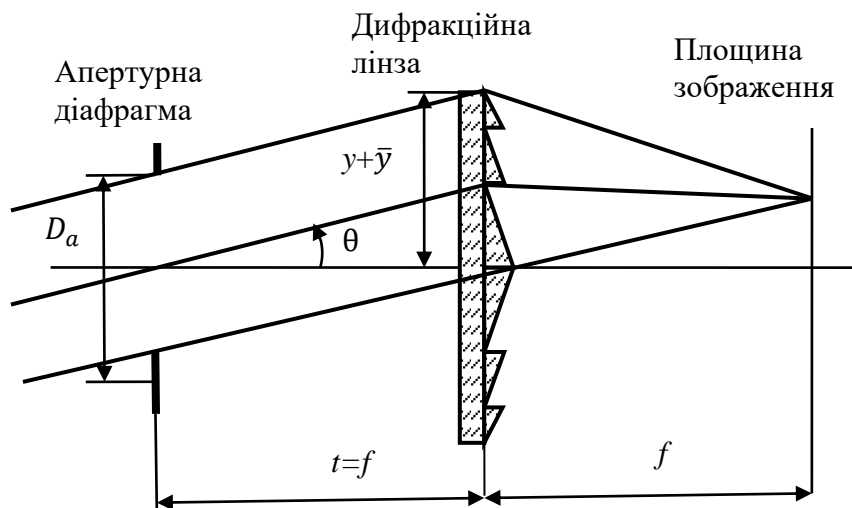


Рисунок 3.16. Схема телецентричної параксильної ДЛ, коли апертурна діафрагма розташована у передній фокальній площині [8-10]

Таким чином, для одновимірного випадку ширина смуги пропускання просторових частот для малих кутів дифракції визначається за формулою [8-10]

$$SBP = 2y\nu_{res} = \frac{y}{\lambda} \left( \frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right), \quad (3.90)$$

де  $y$  – задовольняє умові (3.86). Наприклад, якщо  $f = 250$  мм,  $\lambda = 657,6$  нм,  $k_l = 3$  і  $k_s = 8,3$  (тобто  $y = 15$  мм), то  $SBP = 4855$ . Для порівняння, кращий шестилінзовий фур'є-об'єктив фірми Matsui має просторове розділення 5200.

З формули (3.80) випливає, що збільшити ширину смуги пропускання  $SBP$  можна за рахунок збільшення розміру об'єкта  $y$ . Однак збільшення розміру об'єкта, тобто зменшення діафрагмового числа системи  $k_s = f/2y$ , призводить до зменшення кута  $\theta_{max}$ , тобто до зменшення просторового розділення  $\nu_{res}$  згідно формули (3.85).

Таким чином, можна знайти діаметр апертурної діафрагми, який забезпечує максимальну смугу пропускання  $SBP$ . З урахуванням того, що  $k_s = f/2y$ , запишемо функцію (3.80) у вигляді [8-10]

$$SBP = \frac{y}{\lambda} \left( \frac{1}{k_l} - \frac{2y}{f} \right). \quad (3.91)$$



Максимальне значення функції  $SBP(y)$  знаходимо з рівняння

$$d[SBP(y)]/dy = 0.$$

Звідси маємо

$$k_s = \frac{f}{2y} = 2k_l, \text{ або } 2D_a = D_l. \quad (3.92)$$

Таким чином, максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли діаметр апертурної діафрагми дорівнює половині діаметра діаметру лінзи. Аналогічний результат було отримано в підрозділі 3.5 для класичного об'єктива [8,9].

До цього часу ми припускали, що ДЛ пропускає когерентне світло з довжиною хвилі  $\lambda_0$ , коли її дифракційна ефективність максимальна. Однак, кому і астигматизм можна вилучити для будь-якої довжини хвилі  $\lambda$ , розташувавши апертурну діафрагму на відстані [8-10]

$$t(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} f. \quad (3.93)$$

При цьому положення фокальної площини також залежить від довжини хвилі. Таким чином, одиночну ДЛ можна використовувати в системі з декількома лазерними джерелами випромінювання. Дифракційна ефективність такої системи буде більшою за 80% за умови  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} > 0,5$  [8-10].

### 3.8 Приклади проектування КОС

#### Розрахунок узагальнених характеристик

У цьому підрозділі розраховуються робочий діапазон просторових частот, просторове спектральне розділення та наведено енергетичний розрахунок КОС, у якому вхідний транспарант знаходиться на відстані  $f$  перед фур'є-об'єктивом. Система складається з джерела випромінювання – лазера, вхідного транспаранта – квадратний отвір, фур'є-об'єктива та приймача випромінювання. Нижче наведені їх характеристики [8].

Вихідні дані для розрахунку [8]:

- параметри лазера: довжина хвилі  $\lambda = 6328$  нм, потужність  $\Phi = 4,5$  мВт;
- параметри фур'є-об'єктива: діаметр вхідної зіниці  $D_p = 36$  мм, фокусна відстань  $f = 100$  мм, відносний отвір  $D_p : f = 1 : 2,8$ , коефіцієнт пропускання на довжині хвилі  $\lambda = 6328$  нм  $\tau_0 = 0,8$ .
- розмір вхідного транспаранта  $a \times b = 25 \times 25$  мм<sup>2</sup>;
- еталонний вхідний сигнал – квадратний отвір розміром  $0,1 \times 0,1$  мм<sup>2</sup>;
- параметри ПЗЗ-матриці: розмір пікселя  $V_D \times W_D = 14 \times 14$  мкм<sup>2</sup>; час накопичення  $T_i = 33$  мс; напруга шумового сигналу  $U_n = 200$  мкВ; чутливість на довжині хвилі  $6328$  нм  $R_D = 6$  В·см<sup>2</sup>/мкДж.

Для знаходження робочого діапазону просторових частот знайдемо граничні просторові частоти, які розраховуються за формулами (3.6) [8,80].

$$\nu_{x,max1} = \frac{36-25}{2 \cdot 6328 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 86,6 \text{ мм}^{-1};$$

$$\nu_{x,max2} = \frac{36+25}{2 \cdot 6328 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 480,3 \text{ мм}^{-1}.$$

Таким чином, в діапазоні просторових частот від 0 до  $86,6 \text{ мм}^{-1}$  він'єтування у системі відсутнє, а в межах від  $86,6 \text{ мм}^{-1}$  до  $480,3$  – змінюється від 1 до 0. За межами частоти  $480,3 \text{ мм}^{-1}$  сигнал буде відсутній [8,80].

Просторову смугу пропускання знаходимо за формулою (3.8) [8,80]:

$$SBP = \frac{25}{6328 \cdot 10^{-6}} \sin \left( \arctg \frac{50-25}{2 \cdot 160} \right) = 3066.$$

За формулою (3.10) знайдемо просторову спектральну роздільну здатність [8,80]:

$$\Delta \nu_x = \frac{2 \cdot 14 \cdot 10^{-3}}{6328 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 0,44 \text{ мм}^{-1}.$$

Алгоритм розрахунку відношення сигнал/шум наступний [8,80]:

1. Розраховуємо за відомими методиками освітленість транспаранта [8,80]:

$$E_0 = \frac{\Phi}{A_{tp}} k_e = \frac{4,5 \cdot 10^{-3}}{26 \cdot 26 \cdot 10^{-6}} 0,5 = 3,33 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2},$$

де  $k_e = 0,5$  – коефіцієнт ефективності освітлювальної системи КОС, яка забезпечує рівномірність освітлення вхідного транспаранта;  $A_{tp}$  – площа вхідного транспаранта.

2. За формулою (3.18) знаходимо освітленість ПЗЗ-матриці в області, де знаходиться частота Найквіста уздовж координати  $x_3$  [8,80]:

$$E(x_{3N}, 0) = 0,8 \cdot 3,33 \left( \frac{0,1 \cdot 0,1}{6328 \cdot 10^{-6} \cdot 160} \right)^2 \left( \frac{2}{\pi} \right)^2 = 1,05 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

3. За формулою (3.19) знаходимо експозицію:

$$H = 1,05 \cdot 10^{-2} \cdot 33 \cdot 10^{-3} = 3,46 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}.$$

4. За формулою (3.20) розраховуємо величину сигналу на виході ПЗЗ-матриці:

$$u_s = 600 \cdot 3,46 \cdot 10^{-4} = 0,21 \text{ В}.$$

5. Тоді відношення сигнал/шум дорівнює:

$$SNR = \frac{0,21}{200 \cdot 10^{-6}} = 1050.$$

Таким чином, для фур'є-об'єктива з фокусною відстанню 100 мм та вхідним транспарантом розміром  $25 \times 25 \text{ мм}^2$  граничні просторові частоти дорівнюють значенням  $86,6 \text{ мм}^{-1}$  та  $480,3 \text{ мм}^{-1}$ , просторове спектральне розділення дорівнює  $0,44 \text{ мм}^{-1}$ , а відношення сигнал/шум – 1050 [8].

### Розрахунок граничних характеристик

Розглянемо приклад розрахунку граничних характеристик КОС, що використовує гелій-неоновий лазер з довжиною хвилі випромінювання  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$  і дифракційно обмежений фур'є-об'єктив з фокусною відстанню  $f = 100 \text{ мм}$ . У задній фокальній площині об'єктива встановлена камера з ПЗЗ-матрицею формату  $4000 \times 2624$ , яка має пікселі розміром  $V_D \times W_D = 5,9 \times 5,9 \text{ мкм}$ . Розмір чутливої площадки матриці  $23,6 \times 15,5 \text{ мм}^2$ . Вхідний транспарант діаметром  $2R_o = 25 \text{ мм}$  розташований у передній фокальній площині об'єктива [8].

Для знаходження обмеження, що обумовлено явищем дифракції на вхідній апертурі транспаранта, скористаємось формулою (3.73) [8]:

$$\Delta v_{xo} = \frac{1,22}{25} = 0,049 \text{ мм}^{-1}.$$

Обмеження за рахунок матричної структури приймача випромінювання розраховується за виразом (3.74) [8]

$$\Delta v_{xD} = \frac{2 \cdot 5,9 \cdot 10^{-3}}{632,8 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 0,15 \text{ мм}^{-1}.$$

Для узгодження ПЗЗ-матриці з оптичною системою за виразом (3.75) знайдемо розмір чутливої площадки приймача випромінювання [8]:

$$V_D = 0,305 \frac{0,6328 \cdot 100}{12,5} = 1,5 \text{ мкм}.$$

Отже, для узгодження основних компонентів когерентного спектроаналізатора, при розмірі вхідного транспаранта 25 мм, необхідно вибрати матричний приймач з розміром пікселя 1,5 мкм. ПЗЗ-матриця з малим розміром пікселя у основному зустрічається в цифрових камерах, які мають великий формат матриці [8].

Просторову смугу пропускання такої системи для одновимірного випадку визначимо за формулою (3.76), яку представимо у вигляді [8,80]

$$SBP = v_x \cdot 2R_o = \frac{X_D}{2\lambda f} 2R_o = \frac{23,6}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6} \cdot 100} 25 = 4662,$$

де  $X_D$  – розмір матриці. Отриманий результат справедливий при відсутності вінстування у об’єктиві.

### **Розрахунок смуги пропускання КОС з дифракційною лінзою**

Знайдемо ширину смуги пропускання КОС, в якому у якості фур’є-об’єктива використовується дифракційна лінза з фокусною відстанню 220 мм [8].

Вихідні дані для розрахунку смуги SBP такі [8]:

- параметри лазера: довжина хвилі  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$ ;
- параметри фур’є-об’єктива: діаметр вхідної зіниці  $D_p = 78,6 \text{ мм}$ , фокусна відстань

$f = 220$  мм; діафрагмове число об'єктива  $k_l = 2,8$ ;

- розмір вхідного транспаранта  $a \times b = 25 \times 25$  мм<sup>2</sup>;

- діафрагмове число оптичної системи  $k_s = 6,2$ .

Підставляючи вихідні дані до формули (3.90), отримаємо ширину просторової смуги пропускання SBP [8]:

$$SBP = \frac{35,5}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6}} \left( \frac{1}{2,8} - \frac{1}{6,2} \right) = 5494.$$

За формулою (3.92) розрахуємо розміри вхідного транспаранта, при якому смуга SBP буде максимальною [8,80]:

$$D_a = \frac{D_l}{2} = \frac{78,6}{2} = 39,3 \text{ мм.}$$

Звідси діафрагмове число оптичної системи буде дорівнювати [8,80]:

$$k_s = \frac{f}{D_a} = 5,6.$$

Тоді підставляючи значення у вираз (3.90), отримаємо [8,80]:

$$SBP = \frac{39,3}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6}} \left( \frac{1}{2,8} - \frac{1}{5,6} \right) = 5545.$$

Таким чином, за допомогою дифракційної лінзи з фокусною відстанню 220 мм можна досягнути максимальної ширини смуги пропускання рівної 5545 [8].

### 3.9 Сигнал на виході ЦКОС

Для отримання формул для розрахунку основних характеристик ЦКОС необхідно розробити методи розрахунку відеосигналу на виході МПВ спектроаналізатора [8,80].

Будемо вважати, що сигнал на виході кожного пікселя МПВ утворюється у результаті інтегрування освітленості по його площі. Тоді сигнал на виході МПВ визначається як [8]

$$u_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_3, y_3) R_D(x_3, y_3) dx_3 dy_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 R_D(x_3, y_3) dx_3 dy_3, \quad (3.94)$$

де  $R_D(x_3, y_3)$  – чутливість МПВ, яка визначається за формулою (2.20).

Чутливість центрального пікселя визначимо як

$$\begin{aligned} R_{D00}(x_3, y_3) &= \begin{cases} R_D, & \text{якщо } -\frac{v_D}{2} \leq x_3 \leq \frac{v_D}{2}; -\frac{w_D}{2} \leq y_3 \leq \frac{w_D}{2}; \\ 0 & \text{в інших випадках.} \end{cases} \\ &= R_D \operatorname{rect}\left(\frac{x_3}{v_D}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y_3}{w_D}\right). \end{aligned} \quad (3.95)$$

Підставимо чутливість МПВ (2.20) до формули (3.94)

$$\begin{aligned} u_s &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 \left\{ R_{D00}(x_3, y_3) * \left[ \operatorname{comb}\left(\frac{x_3}{V_D}\right) \operatorname{comb}\left(\frac{y_3}{W_D}\right) \right] \right\} \times \\ &\quad \times \left\{ \operatorname{rect}\left(\frac{x_3}{p_D V_D}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{y_3}{q_D W_D}\right) \right\} dx_3 dy_3. \end{aligned} \quad (3.96)$$

В статті [16] було доведено, що інтеграл (3.96) можна представити у вигляді

$$u_s = \sum_{n=-n_x}^{n_x} \sum_{m=-m_y}^{m_y} u_{nm}, \quad (3.97)$$

де  $p_D = 2n_x + 1$  і  $q_D = 2m_y + 1$ ;  $u_{nm}$  – амплітуда сигналу на виході  $nm$ -го пікселя,

$$\begin{aligned} u_{nm} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 R_{D00}(x_3 - nV_D, y_3 - mW_D) dx_3 dy_3 = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |C_0 F\{t_s(x_1, y_1) t_{m0}(x_1, y_1)\}|^2 R_{D00}(x_3 - nV_D, y_3 - mW_D) dx_3 dy_3 = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_s^2(v_x, v_y) * h_{sa}(v_x, v_y) dv_x dv_y, \end{aligned} \quad (3.98)$$

де  $t_s(x_1, y_1)$  – складова коефіцієнта пропускання модулятора, яка відповідає вхідному зображенню;  $h_{sa, nm}(v_x, v_y)$  – імпульсний відгук  $nm$ -го пікселя ЦКОС,

$$h_{sa,nm}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = (C_0 \lambda f)^2 |F\{V(x_1, y_1)t_{m0}(x_1, y_1)\}|^2 \times \\ \times R_{D00}(\lambda f v_x - nV_D, \lambda f v_y - mW_D). \quad (3.99)$$

Аналіз отриманої функції (3.98) показує, амплітуда вихідного сигналу  $nm$ -го пікселя лінійно залежить від квадрата просторового спектра  $|T_s(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)|^2$  досліджуваного сигналу. Сам спектр спотворюється імпульсним відгуком ЦКОС  $h_{sa,nm}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$  (3.99). При цьому дискретне значення просторової частоти, що відповідає положенню центра  $nm$ -го пікселя, визначається за формулами [8]

$$\mathbf{v}_{xn} = \frac{x_{3n}}{\lambda f} = \frac{nV_D}{\lambda f}, \quad \mathbf{v}_{ym} = \frac{y_{3m}}{\lambda f} = \frac{mW_D}{\lambda f}. \quad (3.100)$$

В статті [17] було обґрунтовано, що оптична система КОС являє собою лінійну інваріантну когерентною систему з імпульсним відгуком  $h_{sa,c}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$ , який для запропонованої фізико-математичної моделі спектроаналізатора має вигляд

$$h_{sa,c}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = C_0 F\{V(x_1, y_1)t_{m0}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\}, \quad (3.101)$$

де  $P_{o,eff}(x_1, y_1)$  – ефективна функція вхідної зіниці фур'є-об'єктива, що приведена до площини модулятора  $x_1 y_1$ .

При цьому амплітуда світлового поля  $V(x_3, y_3)$  дорівнює згортці ідеального спектра сигналу  $T_s(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$  з когерентним імпульсним відгуком  $h_{sa,c}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$  спектроаналізатора. Тому ефективність ЦКОС можна характеризувати когерентною передавальною функцією (КПФ) спектроаналізатора  $K_{sa}(x_1, y_1)$  [1,9]. Когерентна передавальна функція  $K_{sa}(x_1, y_1)$  визначається як нормоване перетворення Фур'є імпульсного відгуку системи  $h_{sa,c}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)$ , тобто [8]

$$K_{sa}(x_1, y_1) = \frac{F\{h_{sa,c}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y)\}}{K_{sa}(0,0)}. \quad (3.102)$$

Після підстановки імпульсний відгук (3.101) до нормованого перетворення Фур'є (3.102) отримаємо [8]

$$K_{sa}(x_1, y_1) = V(x_1, y_1)t_{m0}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1). \quad (3.103)$$

Аналіз функцій (3.103) і (3.96) свідчить про те, що КПФ оптичної системи спектроаналізатора дорівнює одиниці в межах пікселів ПЧМС і дорівнює нулю у інших випадках. Піксельна структура пропускання ПЧМС призводить до спотворення форми досліджуваного спектра, що обумовлено просторовою дискретизацією вхідного сигналу [8].

Таким чином, розроблена нами фізико-математична модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора дозволяє дослідити процес перетворення вхідного сигналу від дискретного просторового модулятора світлової хвилі до формування спектра сигналу на виході матричного приймача випромінювання. Аналіз отриманих математичних співвідношень показав, що [8]

1. Використання дискретного ПЧМС для запису вхідного сигналу і МПВ для реєстрації світлового поля в спектральній площині дозволяє створити новий клас цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів, який у поєднанні з комп'ютерною технікою значно розширює їх функціональні можливості [8].

2. Головною особливістю ЦКОС є перехід від неперервного вхідного зображення і його спектра до їх дискретних значень, що призводить до спотворення вимірюваного спектра. Ці спотворення визначаються імпульсним відгуком і когерентною передавальною функцією оптичної системи, а також імпульсним відгуком ЦКОС [8].

3. Отримані формули для розрахунку імпульсного відгуку і передавальної функції дозволяють аналізувати і оптимізувати основні характеристики ЦКОС [8].

### **3.10 Граничні характеристики цифрового оптико-електронного процесора**

У даному підрозділі досліджуються граничні характеристики цифрового оптико-електронного спектроаналізатора, які обмежені дифракційними ефектами та



матричною структурою пристроїв вводу і виводу зображення (оптичного сигналу) з метою оптимізації параметрів спектроаналізатора [8].

Для розробки метода розрахунку максимальної просторової частоти використаємо матричну модель модулятора світла, амплітудний коефіцієнт пропускання якої описується функцією (2.18). У якості прикладу дослідження оптичного сигналу розглянемо одновимірну дифракційну ґратку, мінімальний період  $d_g$  якої визначається частотою Найквіста  $\nu_{Ny} = \frac{1}{2W_m} = 1/d_g$  (рис. 3.17) [8,73].

Просторовий спектр такої дифракційної ґратки визначається функцією [8,16]

$$\begin{aligned} T_{my}(\nu_y) &= \left[ w_y \operatorname{sinc}(w_m \nu_y) \frac{1}{2W_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(\nu_y - \frac{n}{2W_m}\right) \right] * [Y_m \operatorname{sinc}(Y_m \nu_y)] = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{my,n} \left( \nu_y - \frac{n}{2W_m} \right), \end{aligned} \quad (3.104)$$

де  $w_m$  – розмір прозорої частини пікселя.

Аналіз формули (3.104) показує, що просторовий спектр такого сигналу являє собою нескінченне число дифракційних максимумів, частоти яких кратні частоті Найквіста, а їх ширина визначається розміром модулятора [8].

Для відновлення зображення такої ґратки необхідно, щоб при його формуванні приймало участь не менше трьох дифракційних максимумів з порядком дифракції  $m = 0, \pm 1$  (рис. 3.17).

Використовуючи схему, що наведена на рис. 3.17, знайдемо діаметр вхідної зіниці  $D_p$  фур'є-об'єктива [8]. Кут дифракції визначається з рівняння дифракційної ґратки, яка для першого порядку дифракції має вигляд  $d \sin \varphi_d = \lambda$ . Звідки

$$\varphi_d = \arcsin \frac{\lambda}{d} = \arcsin \frac{\lambda}{2W_m}. \quad (3.105)$$

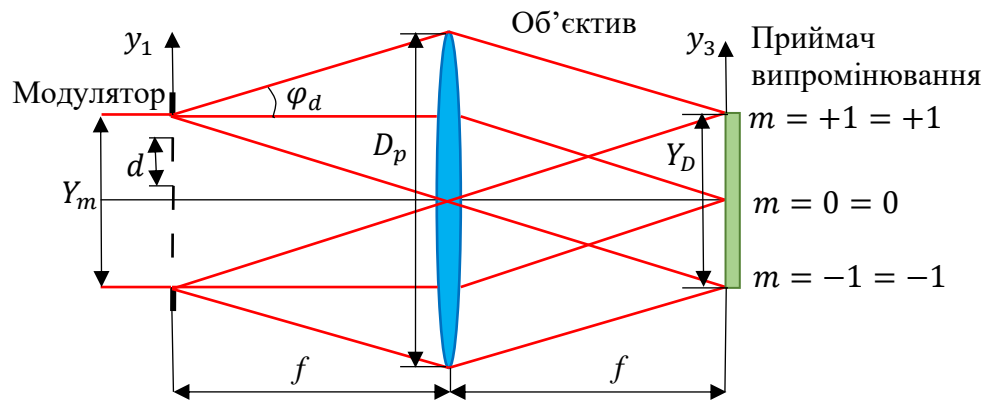


Рисунок 3.17. Дифракція світла на одновимірному дискретному модуляторі світла

З геометрії рис. 3.17 знаходимо [8]:

$$1. \quad D_p = Y_m + 2f \operatorname{tg} \varphi_d = Y_m + 2f \operatorname{tg} \left( \arcsin \frac{\lambda}{2W_m} \right). \quad (3.106)$$

Для невеликих кутів дифракції формула (3.106) спрощується [8]

$$D_p \approx Y_m + \frac{f\lambda}{W_m}. \quad (3.107)$$

2. Для забезпечення максимальної просторової смуги пропускання спектроаналізатора діаметр вхідної зіниці об'єктива повинен дорівнювати  $D_p = 2Y_m$  [26,27]. Визначимо з (3.107) мінімальний діаметр вхідної зіниці  $D_p$  фур'є-об'єктива при використанні ПЧМС розміром пікселя  $W_m$  [8]

$$D_p = f \frac{2\lambda}{W_m}. \quad (3.108)$$

При цьому відносний отвір об'єктива визначається розміром пікселя  $W_m$  модулятора:  $D_p / f = 2\lambda / W_m$  [8].

3. Розмір матричного приймача повинен дорівнюватись розміру матриці модулятора:  $Y_D = Y_m$  [8].

4. Максимальна просторова частота  $\nu_{y,\max}$  визначається розміром матриці приймача  $Y_D$  і фокусною відстанню об'єктива  $f$  [8]:

$$\nu_{y,\max} = \frac{y_{3,\max}}{\lambda f} = \frac{Y_D}{2\lambda f}. \quad (3.109)$$

Просторове спектральне розділення  $\delta\nu_y$  визначається, перш за все, розміром пікселів  $W_m$  приймача випромінювання. Для спостереження роздільно (окремо) двох близько розташованих дифракційних максимумів (спектральних компонент) необхідно, щоб відстань між ними дорівнювалась  $2W_D$  (рис. 3.18,а). Виходячи з цього і формули (1.6) визначаємо спектральне розділення процесора [8]

$$\delta\nu_y = \frac{\delta y_3}{\lambda f} = \frac{2W_D}{\lambda f}. \quad (3.110)$$

Формула (3.110) справедлива, якщо центри максимумів, що спостерігаються окремо, співпадають з центрами пікселів (рис. 3.18, а). Можлива ситуація, коли ці максимуми розташовані між пікселями (рис. 3.18, б). В цьому випадку максимуми не розділяються і сприймаються як один широкий максимум. Для їх розділення необхідно збільшити відстань між максимумами до  $3W_D$  (рис. 3.18, в) [8].

Аналогічна ситуація виникає при дослідженні і вимірюванні роздільної здатності оптико-електронних систем спостереження, які використовують матричні приймачі випромінювання [74]. У методах розрахунку і вимірювання роздільної здатності таких систем пропонується використовувати оптимальну фазу розташування між функцією розсіювання об'єктива і пікселями приймача випромінювання. Використовуючи такий підхід, можна стверджувати, що просторове спектральне розділення  $\delta\nu_y$  спектроаналізатора при дифракційних обмеженнях визначається за формулою (3.110) [8].

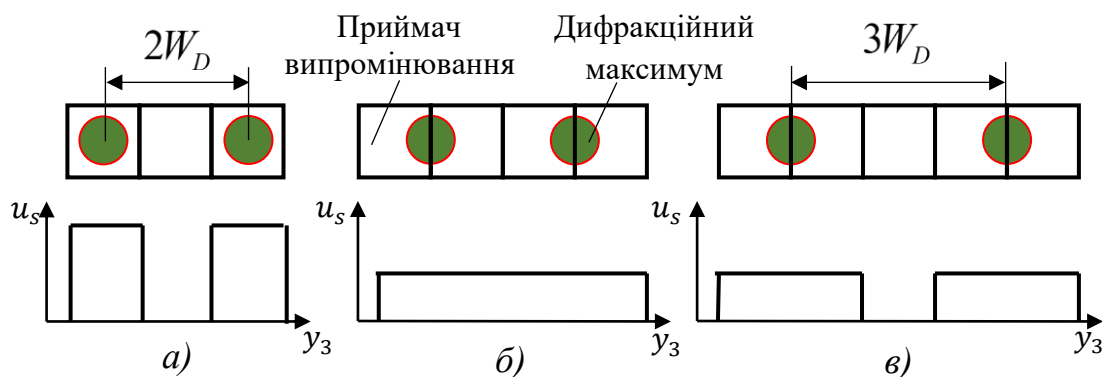


Рисунок 3.18. Визначення просторового розділення спектроаналізатора:  
при оптимальній фазі (а), відсутнє розділення (б),  
розділення при найгіршій фазі (в)

Аберації фур'є-об'єктива також призводять до розширення спектрального максимуму. Мінімальне спотворення зображення максимуму обмежено дифракцією світла на входній зіниці об'єктива, яке визначається дифракційним кружком Ейрі [2,8]

$$r_E = 1,22\lambda \frac{f}{D_p}. \quad (3.111)$$

Це означає, що дифракція світла на входній зіниці об'єктива визиває розширення дифракційного максимуму, що призводить до погіршення просторового розділення спектроаналізатора [8].

Таким чином, на підставі викладеного пропонується для оцінки ефективності таких процесорів використовувати максимальну просторову спектральну смугу пропускання і спектральне розділення. Розроблена фізико-математична модель ЦКОС дозволила встановити граничні характеристики спектроаналізатора, які обмежені дифракційними ефектами і матричною структурою пристроїв вводу і виводу оптичного сигналу, з метою оптимізації параметрів компонентів процесора, а саме [8]:

1. Діаметр входньої зіниці фур'є-об'єктива визначається розмірами модулятора і розмірами пікселів цього модулятора.

2. Максимальна смуга пропускання процесора буде у випадку, коли радіус вхідної зіниці об'єктива дорівнює розміру (діагоналі) матриці модулятора. При цьому розмір матриці приймача повинен дорівнювати розміру модулятора.

3. Просторове спектральне розділення процесора визначається розміром пікселя приймача випромінювання і фокусною відстанню об'єктива. Для визначення спектрального розділення пропонується використовувати поняття оптимальної фази, коли розділення визначається за умови розташування дифракційних максимумів в центрі сусідніх пікселів приймача.

### 3.11 Дослідження вихідного сигналу спектроаналізатора

Розподіл амплітуди поля в площині спектрального аналізу  $x_3 y_3$  ЦКОС визначається рівнянням (1.7), яке для одновимірного випадку представимо у вигляді

$$V(y_3) = \frac{V_p}{j\lambda f} F\{t_m(y_1)\} = \frac{V_p}{j\lambda f} F\{t_{m0}(y_1)t_s(y_1)\} = \frac{V_p}{j\lambda f} [T_{my0}(v_y) * T_s(v_y)], \quad (3.112)$$

де  $F\{t_m(y_1)\}$  – оператор одновимірного перетворення Фур'є.

Після підстановки (3.104) до (3.112) маємо

$$\begin{aligned} V(y_3) &= \frac{V_p}{j\lambda f} [T_{my0}(v_y) * T_s(v_y)] = \frac{V_p}{j\lambda f} \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{my0,n} \left( v_y - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \\ &= \frac{V_p}{j\lambda f} \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{my0,n} \left( \frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n \left( \frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right). \end{aligned} \quad (3.113)$$

З виразу (3.113) видно, що розподіл амплітуди світлового поля  $V(y_3)$  являє собою суму дифракційних максимумів  $V_n$ , амплітуда яких визначається функцією

$$\begin{aligned} V_n \left( \frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) &= \frac{V_p}{j\lambda f} \left[ T_{my,n} \left( \frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \\ &= \frac{V_p}{j} \left\{ \left[ w_y \operatorname{sinc} \left( w_m \frac{y_3}{\lambda f} \right) \frac{1}{W_m} \delta \left( y_3 - \frac{n\lambda f}{W_m} \right) \right] * \left[ Y_m \operatorname{sinc} \left( Y_m \frac{y_3}{\lambda f} \right) \right] \right\} * T_s \left( \frac{y_3}{\lambda f} \right). \end{aligned} \quad (3.114)$$

Аналіз функції (3.114) показує, що [8]

1. Положення  $n$ -го максимуму визначається співвідношенням

$$y_{3max,n} = n \frac{\lambda f}{W_m} \quad (3.115)$$

і залежить від періоду  $W_m$  матричного модулятора світла.

2. Амплітуда  $n$ -го дифракційного максимуму модулюється функцією

$$A_{mn} = \frac{w_y}{W_m} \sin c \left( n \frac{w_m}{W_m} \right). \quad (3.116)$$

3. Дифракційна ефективність спектроаналізатора визначається відношенням інтенсивності максимуму до інтенсивності світла, яке освітлює модулятор, тобто

$$C_{mn} = \frac{I_n}{I_p} = \left( \frac{w_y}{W_m} \right)^2 \sin^2 \left( n \frac{w_m}{W_m} \right). \quad (3.117)$$

4. Ширина  $n$ -го максимуму при відсутності вхідного сигналу визначається розмірами модулятора і знаходиться з умови

$$\pi Y_m \frac{\Delta y_3}{2\lambda f} = \pi \Rightarrow \Delta y_3 = \frac{2\lambda f}{Y_m}. \quad (3.118)$$

В області просторових частот формула (3.118) має вигляд

$$\Delta v_y = \frac{\Delta y_3}{\lambda f} = \frac{2}{Y_m}. \quad (3.119)$$

Мінімальні спотворення просторового спектра  $T_s(v_y)$  зображення в спектроаналізаторі будуть в тому випадку, коли до вхідної зіниці надходять дифракційні максимуми всіх порядків, тобто виникає необхідність використовувати об'єктив з великою вхідною зіницею. Згідно теорії Абе для відтворення синусоїдального сигналу достатньо, щоб до вхідної зіниці надходило три дифрагованих пучка, які мають порядок дифракції  $m = 0, \pm 1$ .

Встановимо взаємозв'язок між розмірами матриці  $X_m$  і пікселів  $W_m$  модулятора та діаметром вхідної зіниці об'єктива  $D_p$ , використовуючи рівняння дифракційної ґратки

$$d \sin \varphi_d = \lambda, \quad (3.120)$$

де  $d = 2W_m$  – період дифракційної ґратки.

Кут дифракції  $\varphi_d$  визначається для двох випадків [8,11]:

1. Кут  $\varphi_{d1}$ , при якому дифрагований паралельний пучок повністю надходить до вхідної зіниці (рис. 3.17), тобто в оптичній системі відсутнє вінетування.

2. Кут  $\varphi_{d2}$ , при якому дифрагований паралельний пучок повністю не надходить до вхідної зіниці (рис. 3.19), тобто коефіцієнт вінетування дорівнює нулю.

З геометрії рис. 3.17 маємо

$$\operatorname{tg} \varphi_{d1} = \frac{D_p - Y_m}{2f}. \quad (3.121)$$

Кут дифракції  $\varphi_{d1}$  визначимо з основного рівняння дифракційної ґратки (3.120). З системи рівнянь (3.120) і (3.121) визначаємо максимально допустимий період пікселів модулятора

$$W_{m1} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi_{d1}} = \frac{\lambda}{2 \sin \left[ \arctg \left( \frac{D_p - Y_m}{2f} \right) \right]}. \quad (3.122)$$

Аналогічно можна визначити кут дифракції  $\varphi_{d2}$ . З геометрії рис. 3.19 маємо

$$\operatorname{tg} \varphi_{d2} = \frac{D_p + Y_m}{2f}. \quad (3.123)$$

Кут дифракції визначимо з основного рівняння дифракційної ґратки (3.120). З системи рівнянь (3.120) і (3.123) визначаємо максимально допустимий період пікселів модулятора

$$W_{m2} = \frac{\lambda}{2 \sin \left[ \arctg \left( \frac{D_p + Y_m}{2f} \right) \right]}. \quad (3.124)$$

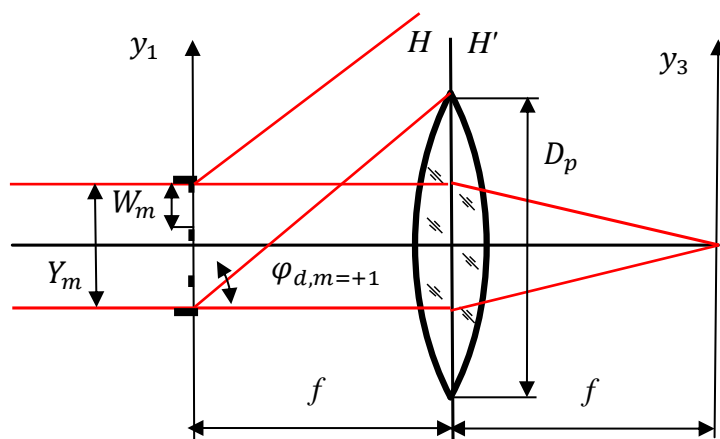


Рисунок 3.19. Схема спектроаналізатора для визначення граничного значення періоду матричного модулятора світла

На рис. 3.20 наведена залежність максимально допустимого розміру пікселя  $W_{m2}$  матричного модулятора світла від розміру модулятора  $Y_m$ , коли фур'є-об'єктива має фокусну відстань  $f = 100$  мм і діаметр вхідної зіниці  $D_p = 50$  мм, а модулятор освітлюється когерентним світлом з довжиною хвилі  $0,6328$  мкм.

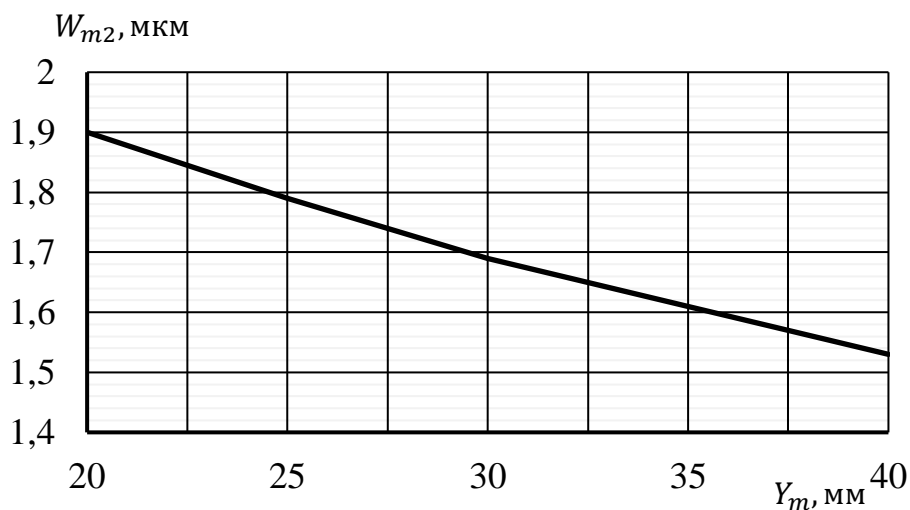


Рисунок 3.20. Залежність допустимого розміру періоду  $W_{m2}$  матричного модулятора світла від розміру модулятора  $Y_m$

Аналіз функції (3.124) і її графіка показує, що для оптимального співвідношення між діаметром вхідної зіниці модулятора і розміром модулятора, яке



забезпечує максимальну просторову смугу пропускання оптичного спектроаналізатора, максимально допустимий розмір пікселя становить 1,79 мкм [8].

Таким чином, на основі розробленої фізико-математичної моделі когерентного оптичного спектроаналізатора обґрунтовані особливості використання у спектроаналізаторах матричних модуляторів світла, а саме [8]:

1. Розподіл амплітуди поля у площині спектрального аналізу КОС являє собою суму дифракційних максимумів, які залежать від просторового спектра зображення, що спотворений імпульсним відгуком спектроаналізатора. Положення максимумів визначається періодом матричної структури ПЧМС, їх ширина – розміром модулятора [8].

2. Мінімальні спотворення при вимірюванні спектра зображення будуть у тому випадку, коли в формуванні розподілу амплітуди поля в площині аналізу приймає участь тільки максимуми нульового порядку [8].

3. Дифракційна ефективність кожного максимуму визначається, перш за все, відношенням площі прозорої частини пікселя до його повної площини.

### **Висновки до розділу 3**

1. Для оцінки ефективності КОС запропоновано такі характеристики [8]: робочий діапазон просторових частот, просторова смуга пропускання, просторове спектральне розділення, похибка вимірювання просторової частоти спектра.

2. Розроблені на основі запропонованої фізико-математичної моделі КОС методи розрахунку узагальнених характеристик спектроаналізатора та їх дослідження показали, що

2.1. Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи КОС. Гранична максимальна просторова частота чим більша, тим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань [8,81].

2.2. Збільшення просторової смуги пропускання призводить до підвищення ефективності спектроаналізатора. Підвищити просторову спектральну роздільну

здатність КОС можна за рахунок використання МПВ з меншими розмірами пікселя та фур'є-об'єктива з більшою фокусною відстанню.

2.3. Просторову смугу пропускання при незмінному діафрагмовому числі фур'є-об'єктива можна збільшити за рахунок збільшення фокусної відстані і діаметра вхідної зіниці фур'є-об'єктива та використання лазера з меншою довжиною хвилі [8].

2.4. Максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли розмір вхідного транспаранта дорівнює половині діаметру вхідної зіниці фур'є-об'єктива [8,81].

3. Отримано формули для розрахунку просторової смуги пропускання модулятора, об'єктива і ПЗЗ-матриці, дослідження яких показало, що менша з них обмежує ефективність роботи КОС.

4. Запропоновано в якості фур'є-об'єктива використовувати дифракційну лінзу, що дозволяє значно збільшити його просторову смугу пропускання. Розглянутий приклад свідчить про те, що ПСП лінзового об'єктива становить 3066, а дифракційної лінзи – 5545. Крім того, дифракційна лінза дозволяє використовувати лазери з різними довжинами хвиль.

5. Розроблена фізико-математична модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора (ЦКОС) дозволяє дослідити процес перетворення вхідного сигналу від дискретного просторового модулятора світлової хвилі до формування спектра сигналу на виході матричного приймача випромінювання. Аналіз отриманих математичних співвідношень показав, що [8]

5.1. Використання дискретного ПЧМС для запису вхідного сигналу і МПВ для реєстрації світлового поля в спектральній площині дозволяє створити новий клас цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів, який в поєднанні з комп'ютерною технікою значно розширює їх функціональні можливості [8].

5.2. Головною особливістю ЦКОС є перехід від неперервного вхідного оптичного сигналу (зображення) і його спектра до їх дискретних значень, що призводить до спотворення вимірюваного спектра [8]. Ці спотворення визначаються імпульсним відгуком і когерентною передавальною функцією оптичної системи.

5.3. Розподіл амплітуди поля в площині спектрального аналізу КОС являє собою суму дифракційних максимумів, які залежать від просторового спектра зображення, що спотворений імпульсним відгуком спектроаналізатора. Положення максимумів визначається періодом матричної структури ПЧМС, а їх ширина – розміром модулятора. Дифракційна ефективність кожного максимуму визначається, перш за все, відношенням площі прозорої частини пікселя до його повної площини [8].

5.4. Модель ЦКОС дозволила встановити граничні характеристики спектроаналізатора, які обмежені дифракційними ефектами і матричною структурою пристроїв вводу і виводу оптичного сигналу, з метою узгодження параметрів компонентів процесора, а саме [8]:

- Діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива визначається розмірами модулятора і розмірами пікселів цього модулятора.
- Максимальна смуга пропускання процесора буде у випадку, коли радіус вхідної зіниці об'єктива дорівнює розміру (діагоналі) матриці модулятора. При цьому розмір матриці приймача повинен дорівнювати розміру модулятора.
- Просторове спектральне розділення процесора визначається розміром пікселя приймача випромінювання і фокусною відстанню об'єктива. Для визначення спектрального розділення пропонується використовувати поняття оптимальної фази, коли розділення визначається за умови розташування дифракційних максимумів в центрі сусідніх пікселів приймача [8].

## РОЗДІЛ 4

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

#### 4.1 Структурно-функціональна схема стенду КОС

Для підтвердження результатів проведених теоретичних досліджень КОС, які були представлені в розділі 3, був розроблений лабораторний стенд оптичного спектроаналізатора. Була поставлена задача створити стенд, який дозволив би провести такі дослідження:

1. Виміряти розподіл інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом, щоб підтвердити достовірність розглянутих оптичних перетворень.

2. Визначити відповідність положення дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті.

3. Виміряти і порівняти просторові спектри тест-об'єктів, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль.

4. Розрахувати за результатами експериментальних досліджень технічні характеристики КОС, а саме: робочий просторовий спектральний діапазон, просторову смугу пропускання, просторове спектральне розділення, похибку вимірювання просторової частоти.

Для проведення цих досліджень було розроблено і створено лабораторний стенд КОС, схема якого наведена на рис. 4.1. Принцип роботи стенду полягає у наступному. Когерентне випромінювання від лазера 1 (з блоком живлення 2) проходить через розширювач лазерного пучка 3 і освітлює вхідний транспарант 4. Транспарант, який має амплітудний коефіцієнт пропускання у вигляді тест-об'єкта, розташований у передній фокальній площині фур'є-об'єктива 5. Об'єктив формує розподіл амплітуди світлового поля в задній фокальній площині, яка відповідає просторовому спектру коефіцієнта пропускання вхідного транспаранта (тест-об'єкта) 4. Розподіл цього світлового поля утворює дифракційну картину на

дифузному прозорому екрані 6, інтенсивність якої через світлофільтр 7 реєструється USB-мікроскопом 8 і відображається на екрані комп'ютера 9.

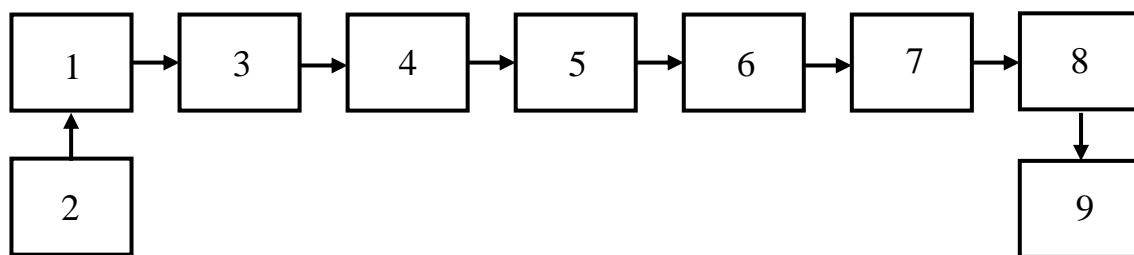


Рисунок 4.1. Схема лабораторного станду когерентного оптичного спектроаналізатора: 1 – лазер; 2 – блок живлення лазера; 3 – розширювач лазерного пучка; 4 – вхідний транспарант (тест-об'єкт); 5 – фур'є-об'єктив; 6 – дифузний прозорий екран; 7 – світлофільтр; 8 – USB-мікроскоп; 9 – комп'ютер

Розглянемо окремі компоненти станду. На оптичній лаві послідовно розташовані лазер 1 з блоком живлення 2, розширювач лазерного пучка 3, вхідний транспарант (тест-об'єкт) 4, фур'є-об'єктив 5, молочна пластинка (прозорий екран) 6, світлофільтр 7, USB-мікроскоп 8, комп'ютер 9 (рис 4.2).

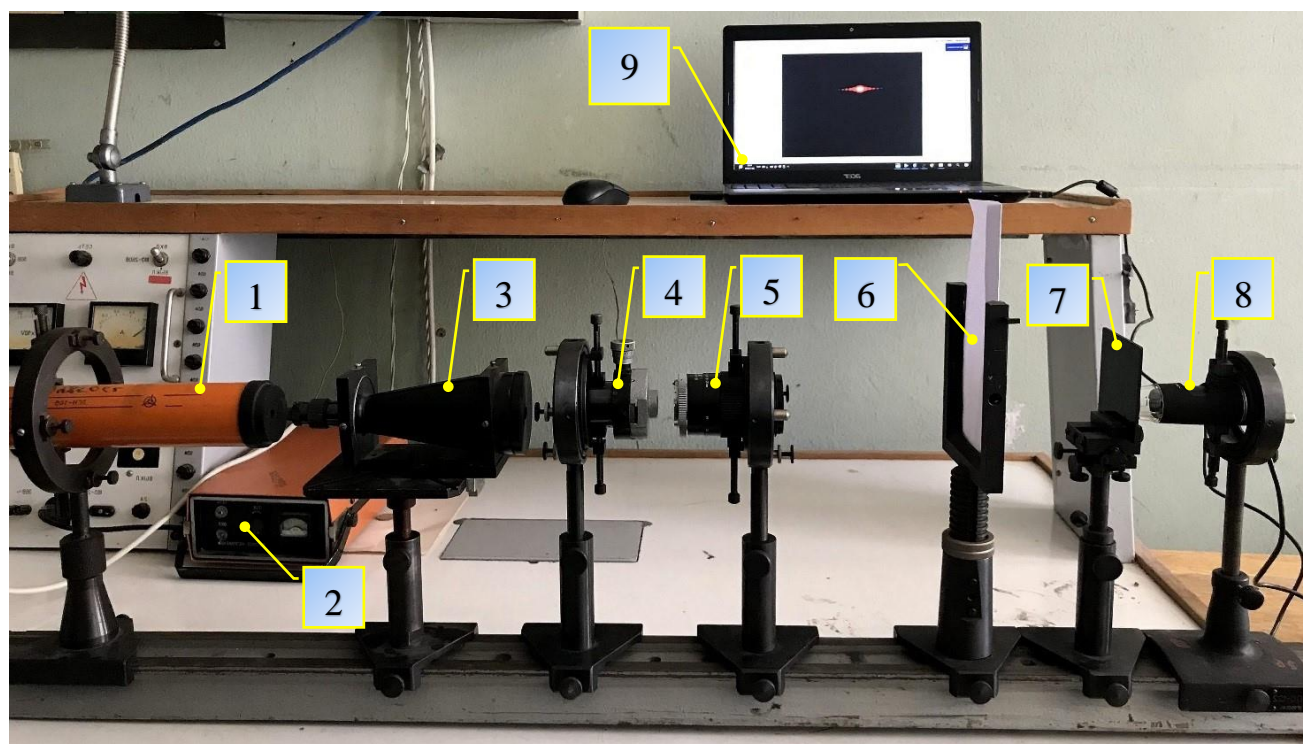


Рисунок 4.2. Лабораторний станд когерентного оптичного спектроаналізатора

У якості когерентного джерела випромінювання використовувались два лазери: гелій-неоновий лазер ЛГН-105 і напівпровідниковий лазер фірми Transverse Industries (Taiwan). Лазер ЛГН-105 має такі параметри: довжина хвилі випромінювання  $\lambda = 0,6328$  мкм; потужність випромінювання  $\Phi = 2$  мВт; кут розбіжності лазерного пучка  $\theta_l = 3$  мрад. Напівпровідниковий лазер фірми Transverse Industries (Taiwan) має такі параметри: довжина хвилі випромінювання  $\lambda = 0,532$  мкм; потужність випромінювання  $\Phi = 5$  мВт; кут розбіжності лазерного пучка  $\theta_l = 2$  мрад.

Ослаблювачем інтенсивності лазерного пучка служить світлофільтр з коефіцієнтом пропускання  $\tau_f$  або два поляризатора, пропускання яких змінюється за законом Малюса.

Для збільшення діаметра лазерного пучка, що необхідно для освітлення всієї апертури вхідного транспаранта, використовується стандартний розширювач лазерного пучка, який входить до складу голографічної установки. Розширювач забезпечує збільшення діаметра лазерного пучка в 5 разів, тобто транспарант освітлюється лазерним пучком діаметром 10,2 мм.

Тест-об'єктом є стандартна оптична щілина, ширина якої змінюється за допомогою мікрометричного гвинта в межах від 0 до 1,25 мм ціною ділення шкали 5 мкм (рис. 4.3).



Рисунок 4.3. Оптична щілина

Було проведено калібрування шкали щілини за допомогою вимірювального мікроскопа, графік якої наведено на рис. 4.4. В стенді також використовуються інші тест-об'єкти у вигляді діафрагм з круглими і прямокутними отворами і дифракційна ґратка з періодом 10 мкм, яка працює на пропускання.

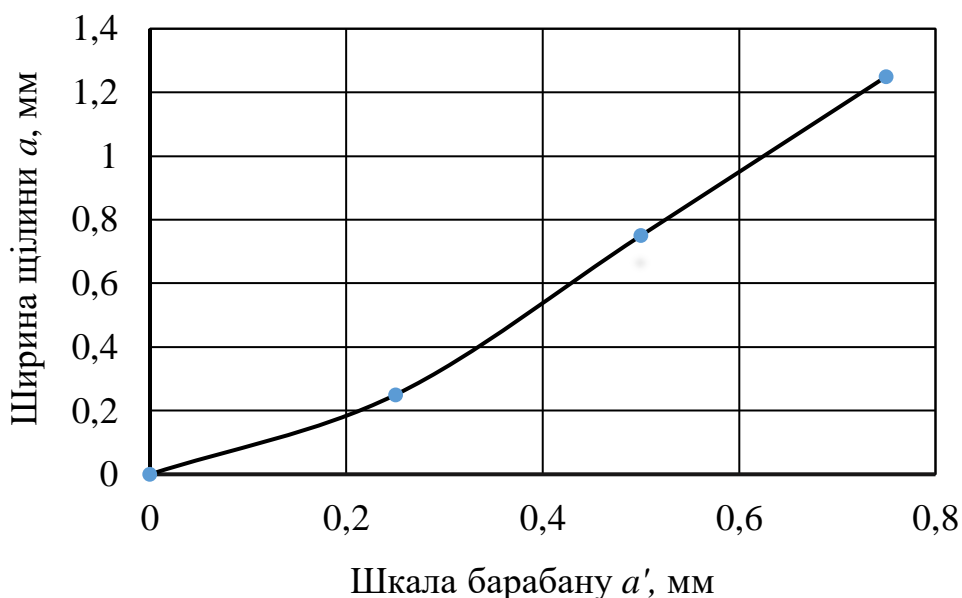


Рисунок 4.4. Залежність ширини щілини від показань шкали

У якості фур'є-об'єктива було використано високоякісний фотографічний об'єктив «Юпитер – 11», який має фокусну відстань  $f = 135$  мм і відносний отвір  $\frac{D_p}{f} = 0,25$ . При цьому діаметр входної зіниці становить  $D_p = 33,75$  мм.

Для реєстрації і вимірювання просторового спектра тест-об'єкта було використано USB-мікроскоп - Sigeta Expert 10-300  $\times$  5.0 Megapixel, який дозволяє відтворити розподіл яскравості у задній фокальній площині об'єктива на екрані монітора комп'ютера. Відповідні комп'ютерні програми USB-мікроскопа дозволяють провести геометричні вимірювання в дифракційній картині та розподіл інтенсивності в просторовому спектрі тест-об'єкта.

## 4.2. Методи вимірювання основних характеристик КОС

Розглянемо методи проведення експериментальних досліджень, які були наведені в п. 4.1, використовуючи стенд, схема якого представлена на рис. 4.1.

### 4.2.1 Вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом

У якості тест-об'єкта розглянемо щілину, яка може змінювати свою ширину  $a$  у певних межах. Нехай щілина освітлюється когерентним випромінюванням, яке має амплітуду  $V_0$  і довжину хвилі  $\lambda$ . Визначимо розподіл амплітуди випромінювання у задній фокальній площині  $x_3 u_3$  фур'є-об'єктива 6 (рис. 1.13), використовуючи рівняння (1.7), яке для одновимірного випадку має вигляд

$$V(x_3, 0) = \frac{V_0 t_{ob}}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} t_o(x_1, 0) \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda f} x_3 x_1\right) dx_1, \quad (4.1)$$

де  $t_{ob}$  – амплітудний коефіцієнт пропускання фур'є-об'єктива;  $t_o(x_1, 0)$  – амплітудний коефіцієнт пропускання щілини,

$$t_o(x_1, 0) = t_o(x_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } -\frac{a}{2} \leq x_1 \leq \frac{a}{2}, \\ 0 & \text{в інших випадках.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Інтеграл (4.1) являє собою з точністю до множника  $\frac{V_0 t_{ob}}{j\lambda f}$  одновимірний просторовий спектр  $\tilde{t}_o(v_x)$  амплітудного коефіцієнта пропускання щілини для просторової частоти (1.6)  $v_x = \frac{x_3}{\lambda f}$ , тобто

$$V(x_3) = \frac{V_0 t_{ob}}{j\lambda f} \tilde{t}_o\left(v_x = \frac{x_3}{\lambda f}\right). \quad (4.3)$$

Звідки знаходимо вираз для обчислення просторового спектра тест-об'єкта

$$\tilde{t}_o\left(v_x = \frac{x_3}{\lambda f}\right) = jV(x_3) \frac{\lambda f}{V_0 t_{ob}}. \quad (4.4)$$

Підставимо (4.2) до (4.1)



$$V(x_3) = \frac{V_0 t_{ob}}{j\lambda f} \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda f} x_3 x_1\right) dx_1. \quad (4.5)$$

Обчислення інтеграла (4.5) дає такий результат [9]

$$V(x_3) = \frac{V_0 t_{ob} a}{j\lambda f} \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_3\right)}{\frac{\pi a}{\lambda f} x_3}. \quad (4.6)$$

Підставимо (4.6) до (4.4)

$$\tilde{t}_o\left(v_x = \frac{x_3}{\lambda f}\right) = a \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_3\right)}{\frac{\pi a}{\lambda f} x_3}. \quad (4.7)$$

USB-мікроскоп реєструє не амплітуду поля  $V(x_3)$ , а інтенсивність світла на екрані

$$I(x_3) = \tau_p |V|^2 = \tau_p V \cdot V^*, \quad (4.8)$$

де  $\tau_p$  – коефіцієнт пропускання пластинки.

Після підстановки (4.6) до (4.8) маємо

$$I(x_3) = \tau_p \left[ \frac{V_0 t_{ob} a}{j\lambda f} \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_3\right)}{\frac{\pi a}{\lambda f} x_3} \right]^2. \quad (4.9)$$

Визначимо інтенсивність у центрі дифракційної картини, коли  $x_0 = y_0 = 0$ , використовуючи границю  $\lim_{x \rightarrow 0} \left(\frac{\sin x}{x}\right) = 1$  [9]. З виразу (4.9) маємо, що

$$I(0) = \tau_p \left[ \frac{V_0 t_{ob} a}{j\lambda f} \right]^2. \quad (4.10)$$

Тоді одновимірний розподіл нормованої інтенсивності у задній фокальній площині фур'є-об'єктива описується функцією [9].

$$I_n(x_3) = \frac{I(x_3)}{I(0)} = \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_3\right)}{\frac{\pi a}{\lambda f} x_3} \right]^2, \quad (4.11)$$

яку подано на рис. 4.5.

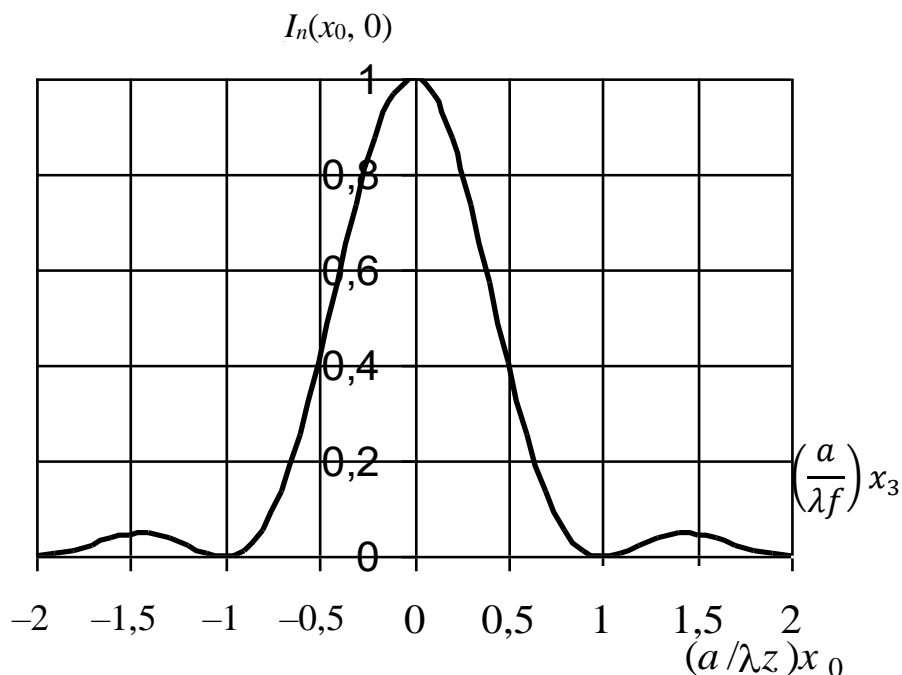


Рисунок 4.5. Одновимірний розподіл нормованої інтенсивності  $I_n(x_3)$

Розглянемо послідовність вимірювання функції (4.11) [9].

1. Визначаємо положення передньої і задньої фокальної площини фур'є-об'єктива. Для цього спочатку фокусуємо об'єктив по шкалі на нескінченність. Потім за допомогою коліматора вимірюємо положення сфокусованого тест-об'єкта відносно корпусу об'єктива. Такі вимірювання виконуємо у прямому і оберненому ході променів.

2. На оптичній лаві встановлюємо вхідну щілину у передній фокальній площині об'єктива, а прозорий екран – у його задній фокальній площині (рис. 4.2).

3. Шляхом юстування стенду досягаємо рівномірного освітлення щілини.

4. Фокусуємо USB-мікроскоп на зображення дифракційної картини на прозорому екрані, яке відображається на екрані дисплея комп'ютера. Записуємо дифракційну картину в пам'ять комп'ютера.

5. За допомогою відповідних комп'ютерних програм вимірюємо профіль інтенсивності дифракційної картини уздовж осі  $x_3$  і знаходимо координати перших двох мінімумів [8].

6. Встановлюємо світофільтр з коефіцієнтом ослаблення  $\tau_f$  і виконуємо вимірювання за п. 5. Якщо амплітуда сигналу профіля інтенсивності зменшилась в  $\tau_f$

разів, то це свідчить про те, USB-мікроскоп перетворює інтенсивність в вихідний сигнал на лінійній ділянці функції передачі сигналу мікроскопа [8].

7. Нормуємо амплітуду профілю відносно максимального значення сигналу і отримаємо функцію (4.11). Для підтвердження достовірності розглянутих оптичних перетворень порівнюємо між собою теоретично і експериментально отримані функції (4.11) для різних значень ширини щілини.

8. Замість гелій-неового лазера використовуємо напівпровідниковий лазер і проводимо вимірювання згідно пунктів 3–7.

#### **4.2.2 Визначення відповідності положень дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті**

Метою цих вимірювань є підтвердження достовірності теоретично отриманих формул для визначення просторової частоти максимумів дифракційної картини, яка утворена тест-об'єктом у вигляді щілини.

Розглянемо спочатку теорію визначення просторової частоти у максимумі функції (4.11) шляхом розв'язання диференційного рівняння

$$\frac{dI_n(x_3)}{dx_3} = 0; \Rightarrow \frac{d}{dz} \left( \frac{\sin z}{z} \right) = 0; \Rightarrow \operatorname{tg} z = z, \quad (4.12)$$

де  $z = \frac{\pi a}{\lambda f} x_3$ .

Трансцендентне рівняння (4.12) має такі розв'язки:

$$z_0 = 0; z_1 = \pm 4,5, \text{ або} \\ x_{30} = 0; x_{3,\pm 1} = \pm 1,45 \frac{\lambda f}{a}. \quad (4.13)$$

Послідовність дослідження така [81]:

1. Використовуємо розподіл освітленості в дифракційній картині, який був отриманий в пунктах 4 і 5 підрозділу 4.2.1. За допомогою відповідної комп'ютерної програми визначаємо відстані між боковими максимумами:

$\Delta x_{31} = x_{3,+1} - x_{3,-1}$ , де  $x_{3,+1}$  і  $x_{3,-1}$  – координати +1-го і -1-го максимумів;

$\Delta x_{32} = x_{3,+2} - x_{3,-2}$ , де  $x_{3,+2}$  і  $x_{3,-2}$  – координати +2-го і -2-го максимумів.

Положення дифракційних максимумів розраховуємо за формулою

$$x_{3i} = 0,5\Delta x_{3i}.$$

2. Проводимо вимірювання згідно п. 1 для різної ширини щілини  $a$  для двох лазерів.

3. Порівнюємо результати експериментальних вимірювань  $x_{3i}$  з теоретичними розрахунками.

#### **4.2.3 Вимірювання просторових спектрів тест-об'єктів, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль**

Розглянемо вимірювання просторових спектрів тест-об'єктів більш складної форми, а саме круглої діафрагми, дифракційної ґратки і двовимірної періодичної просторової структури.

1. Просторовий спектр амплітудного коефіцієнта пропускання круглої діафрагми діаметром  $2R_o$  визначається за формулою [9]

$$\tilde{t}_o(v_r) = \pi R_o^2 \frac{2J_1(2\pi R_o v_r)}{2\pi R_o v_r}, \quad (4.14)$$

де  $J_1$  – функція Бесселя першого порядку;  $v_r$  – просторова частота у полярній системі координат,

$$v_r = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \frac{r_3}{\lambda f}. \quad (4.15)$$

Нормований розподіл інтенсивності у задній фокальній площині фур'є-об'єктива розраховується за формулою [8]

$$I_n(r_3) = \left[ \frac{2J_1(2\pi R_o v_r)}{2\pi R_o v_r} \right]^2. \quad (4.16)$$

Графік функції (4.16) наведено на рис. 4.6.

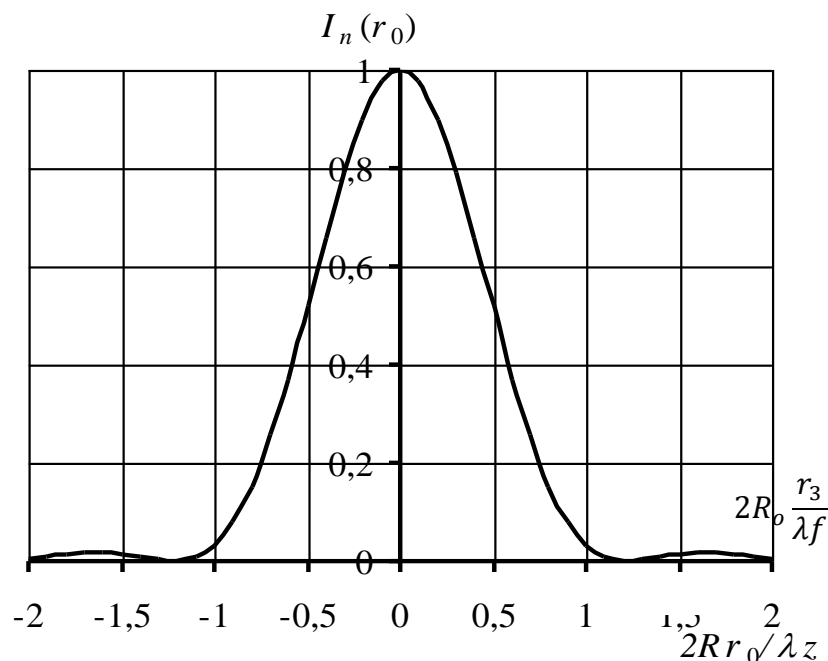


Рисунок 4.6. Одновимірний розподіл нормованої інтенсивності (4.16)

Розглянемо послідовність вимірювання функції (4.16).

1. На оптичній лаві встановлюємо діафрагму з круглим отвором у передній фокальній площині об'єктива, а прозорий екран – у його задній фокальній площині (рис. 4.2).

2. Фокусуємо USB-мікроскоп на зображення дифракційної картини на прозорому екрані, яке відображається на екрані дисплея комп'ютера. Записуємо дифракційну картину у пам'ять комп'ютера.

3. За допомогою відповідної комп'ютерної програми вимірюємо профіль інтенсивності дифракційної картини уздовж осі  $x_3$ , яка проходить через центр нульового максимуму і знаходимо координати першого мінімуму.

4. Нормуємо амплітуду профілю відносно максимального значення сигналу і отримаємо функцію (4.16). Для підтвердження достовірності розглянутих оптичних перетворень порівнюємо між собою теоретично і експериментально отримані функції (4.16) для різних значень діаметра діафрагми  $2R_0$ .

5. Замість гелій-неового лазера використовуємо напівпровідниковий лазер і проводимо вимірювання згідно пунктів 1–4.

Аналогічно проводимо вимірювання згідно пунктів 1–5 для тест-об'єктів у вигляді дифракційної ґратки і двовимірної періодичної просторової структури.

#### 4.2.4 Вимірювання технічних характеристик КОС

Розглянемо методи вимірювання узагальнених (технічних) характеристик КОС, а саме: робочого просторового спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення, похибки вимірювання просторової частоти. Робочий діапазон просторових частот – це діапазон просторових частот  $\Delta\nu_x = \nu_{x,max} - \nu_{x,min}$ , у межах якого всі частотні складові досліджуваного спектра пропускаються оптичною системою КОС [8].

Для визначення мінімальної просторової частоти  $\nu_{x,min}$ , яку здатний відтворити КОС, скористаємося рис. 3.1. Для цього розташуємо у вхідній площині спектроаналізатора  $x_1y_1$  синусоїдальну міру з мінімальною частотою, яка визначається розміром транспаранта:

$$\nu_{g,min} = \frac{2}{a}. \quad (4.17)$$

Для визначення максимальної просторової частоти  $\nu_{g,max}$ , яку здатний відтворити КОС, розташуємо у вхідній площині спектроаналізатора  $x_1y_1$  синусоїдальну міру з максимальною частотою. На такій мірі (гратці) відбувається дифракція, яка призводить до відхилення паралельного пучка променів на певний кут  $\varphi_d$ , який визначається періодом (частотою) дифракційної ґратки.

Якщо кут дифракції  $\varphi_d$  забезпечує повне проходження пучка променів через вхідну зіницю об'єктива діаметром  $D_p$  (він'єтування відсутнє), то з рис. 3.1 знаходимо положення дифракційного максимуму

$$x_{3,max} = \frac{D_p - a}{2}, \quad (4.18)$$

а максимальна просторова частота визначається за формулою (3.6)

$$\nu_{x,max} = \frac{x_{3,max}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}. \quad (4.19)$$

Формули (4.18) і (4.19) дозволяють запропонувати новий метод визначення робочого діапазону просторових частот  $\Delta\nu_x$ , який полягає в наступному:

1. У вхідну площину  $x_1y_1$  спектроаналізатора встановлюємо дифракційну ґратку з просторовою частотою  $\nu_g$ .

2. За допомогою USB-мікроскопа визначаємо координати дифракційного максимуму  $x_{3,max}$  і його амплітуду  $u_{max}$ .

3. Апертурною діафрагмою фур'є-об'єктива зменшуємо діаметр вхідної зіниці  $D_p$  до тих пір, поки не почнеться зменшуватись амплітуда дифракційного максимуму  $u_{max}$ .

4. Підставляємо отримане значення діаметра  $D_p$  до формули (4.19) і розраховуємо просторову частоту  $\nu_{x,max}$ . Ця частота повинна дорівнювати частоті дифракційної ґратки  $\nu_g$ .

5. Зміною діаметра апертурної діафрагми можна змінювати робочий діапазон просторових частот  $\Delta\nu_x = \nu_{x,max} - \nu_{x,min} \approx \nu_{x,max}$  [8].

Просторова смуга пропускання SBP – це число точок, які здатний формувати спектроаналізатор роздільно. Будемо розглядати точки як прозорі частини періоду дифракційної ґратки, яка розташована в передній фокальній площині фур'є-об'єктива. Така модель дозволяє розраховувати параметр SBP за формулою (3.2), яку з урахуванням (4.19) представимо у вигляді

$$SBP = \frac{D_p}{d} = D_p \nu_{x,max} = D_p \frac{D_p - a}{2\lambda f}. \quad (4.20)$$

Метод визначення максимальної просторової частоти  $\nu_{x,max}$  було розглянуто при вимірюванні робочого діапазону просторових частот КОС. Просторове спектральне розділення  $\delta\nu_x$  – це здатність КОС розрізняти (розділяти) дві спектральні складові однакової амплітуди з частотами  $\nu_x$  та  $\nu_x + \delta\nu_x$  [8].

Для вимірювання параметра  $\delta\nu_x$  необхідно використовувати дифракційну ґратку з змінною просторовою частотою  $\nu_g$  (періодом  $d_g$ ). Технологічно виготовити таку ґратку надто складно. Тому пропонується використовувати дифракційну ґратку з постійним періодом  $d_{g0}$ , а зменшення періоду  $d_g$  можна досягти за рахунок зміни

кута падіння лазерного пучка на ґратку. Якщо кут відхилення від нормалі до ґратки дорівнює  $\theta_g$ , то ефективний період ґратки визначається за формулою [75]

$$d_g = d_{g0} \cos \theta_g. \quad (4.21)$$

Пропонується наступний алгоритм вимірювання:

1. Встановлюємо ґратку перпендикулярно до оптичної осі КОС, тобто  $\theta_g = 0$ .
2. Вимірюємо одновимірний розподіл інтенсивності у дифракційній картині згідно методики, що наведена в п. 4.2.1, і записуємо цей розподіл у пам'ять комп'ютера.
3. Змінюємо кут  $\theta_g$  за допомогою поворотного оптичного рейтера, на якому встановлена дифракційна ґратка. При цьому просторова частота дифракційної ґратки визначається за формулою

$$\nu_g(\theta_g) = \frac{1}{d_g} = \frac{1}{d_{g0} \cos \theta_g} = \frac{\nu_{g0}}{\cos \theta_g}. \quad (4.22)$$

Для кожного значення кута вимірюємо розподіл інтенсивності у дифракційних картинах і записуємо у пам'ять комп'ютера.

4. За допомогою відповідної комп'ютерної програми формуємо зображення перших дифракційних максимумів, які утворені дифракційними ґратками з просторовими частотами  $\nu_{g0}$  і  $\nu_g(\theta_g)$ . Мінімальний кут  $\theta_{g,min}$ , при якому ці два максимуми будуть спостерігатись роздільно, і визначає просторове спектральне розділення КОС [81]

$$\delta\nu_x = \nu_{g0} - \nu_g(\theta_{g,min}). \quad (4.23)$$

Похибку вимірювання просторової частоти  $\delta\nu_x$  визначимо як різницю між теоретично розрахованою просторовою частотою і експериментально отриманою частотою

$$\delta\nu_x = \nu_x - \nu_{xm}. \quad (4.24)$$



У якості тест-об'єкта будемо використовувати щілину шириною  $a$ , яка забезпечує якісну дифракційну картину. Одновимірний нормований розподіл інтенсивності у дифракційній картині визначається за формулою (4.11). Використовуючи цю формулу знайдемо теоретичне значення дифракційних мінімумів  $x_{3,min,m}$  шляхом розв'язання рівняння

$$I_n(x_{3,min,m}) = 0; \Rightarrow \sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_{3,min,m}\right) = 0; \frac{\pi a}{\lambda f} x_{3,min,m} = m\pi; \Rightarrow x_{3,min,m} = \frac{\lambda f}{a} m, \quad (4.25)$$

де  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$  – номер дифракційного мінімуму.

Тоді згідно (1.6) просторова частота  $\nu_{x,min,m}$ , яка відповідає положенню  $m$ -го мінімуму дорівнює

$$\nu_{x,min,m} = \frac{x_{3,min,m}}{\lambda f} = \frac{m}{a}. \quad (4.26)$$

Використовуючи формули (4.25) і (4.26) пропонується наступний алгоритм визначення похибки вимірювання просторової частот  $\delta\nu_x$ :

1. Використовуємо розподіл інтенсивності в дифракційній картині, що утворена щілиною, який був отриманий в пунктах 4 і 5 підрозділу 4.2.1.
2. За допомогою відповідної комп'ютерної програми вимірюємо координати  $+1$ -го і  $-1$ -го дифракційних мінімумів  $x_{3,min,+1}$  і  $x_{3,min,-1}$ .
3. Згідно формули (4.25) різниця між цими координатами

$$\Delta x_{3m,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = \frac{2\lambda f}{a}. \quad (4.27)$$

4. З формули (4.26) знаходимо експериментальне значення вимірюваної просторової частоти, яка відповідає положенню першого дифракційного мінімуму

$$\nu_{x,min,1} = \frac{\Delta x_{3m,min}}{2\lambda f}. \quad (4.28)$$

Використання координат перших дифракційних мінімумів дозволяє більш точно виміряти координати одного з мінімумів. Це обумовлено тим, що виміряти з

великою точністю координати нульового максимуму (центра дифракційної картини) складно через його велику інтенсивність і ширину.

5. Порівнюємо числові значення теоретично розрахованої просторової частоти першого дифракційного мінімуму  $\nu_x = 1/a$  і експериментально триманої частоти  $\nu_{xm}$ . За формулою (4.24) знаходимо абсолютну похибку  $\delta\nu_x$  вимірювання просторової частоти за допомогою КОС.

### 4.3 Аналіз результатів експериментальних досліджень

Метою цього підрозділу є аналіз отриманих експериментальних результатів за методами, що наведені у підрозділі 4.2.

#### 4.3.1 Вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом

Положення передньої і задньої фокальної площини відносно корпусу об'єктива вимірювалось за допомогою коліматора з фокусною відстанню 1600 мм, у фокальній площині якого була розташована міра. При фокусуванні об'єктива на нескінченність, передня фокальна площина розташована на відстані 50 мм від корпусу об'єктива, а задня фокальна площина – на відстані 160 мм. Вимірювання проводилися за допомогою штангенциркуля [81].

На рис. 4.7 і 4.8 наведені зображення дифракційних картин щілини шириною  $a = 30$  мкм і  $a = 38$  мкм, отриманих з використанням гелій-неонового і напівпровідникового лазерів.

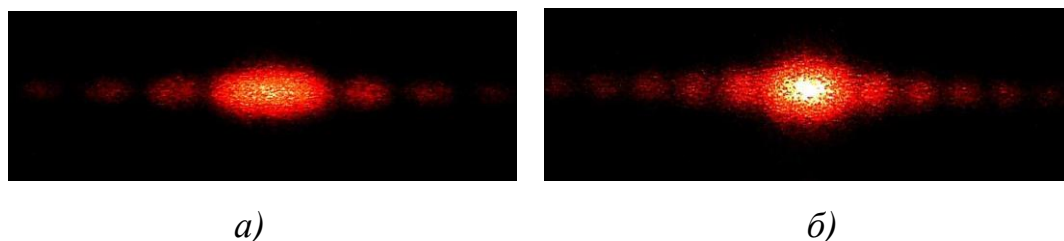


Рисунок 4.7. Дифракційні картини щілини шириною а) 30 мкм; б) 38 мкм, отримані з використанням гелій-неонового лазера ( $\lambda = 0,6328$  мкм)

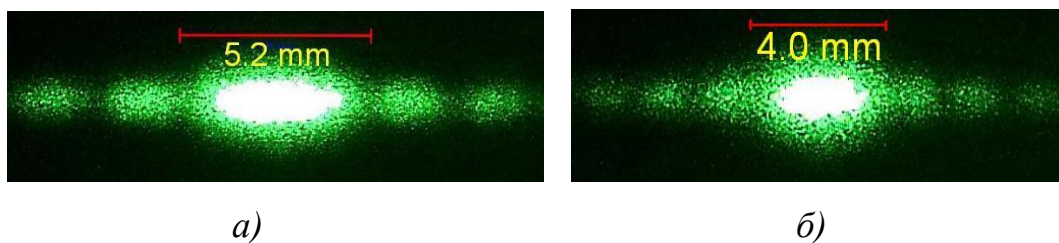


Рисунок 4.8. Дифракційні картини щілини шириною 30 мкм (а) і 38 мкм (б), отримані з використанням напівпровідникового лазера ( $\lambda = 0,532$  мкм)

За допомогою відповідної комп'ютерної програми вимірювався розподіл сигналу уздовж осі  $x_3$  для дифракційних картин, що наведені на рис. 4.8. На рис. 4.9 і 4.10 наведено нормований розподіл цього сигналу. Використовуючи ці розподіли амплітуди сигналу були виміряні відстані між першими нульовими мінімумами:

- Для ширини щілини  $a = 30$  мкм:

$$\Delta x_{3,\pm 1,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = 5,2 \text{ мм.}$$

- Для ширини щілини  $a = 38$  мкм:

$$\Delta x_{3,\pm 2,min} = x_{3,min,+2} - x_{3,min,-2} = 4,0 \text{ мм.}$$

Для підвищення точності вимірювання розподілу інтенсивності в інтенсивному нульовому максимумі в експериментальній установці використовувався світлофільтр з коефіцієнтом пропускання  $\tau_f = 0,2$  на довжині хвилі, яку випромінює лазер. Це дозволило лінійно перетворити інтенсивність світла у електричний сигнал на виході матричного приймача випромінювання USB-мікроскопа, а значить і підвищити достовірність вимірювань.

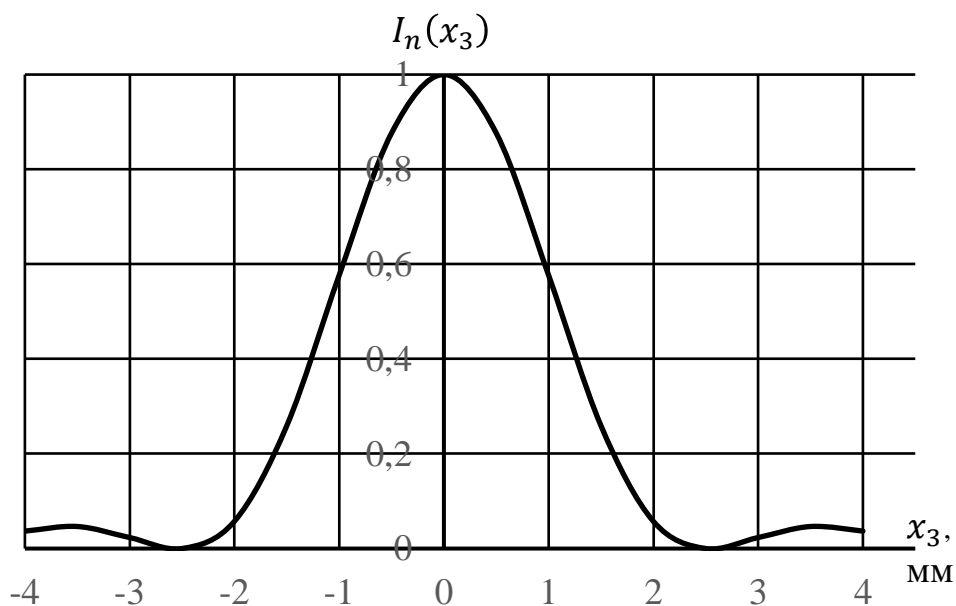


Рисунок 4.9. Нормована амплітуда сигналу у зображенні дифракційної картини від щілини шириною  $a = 30$  мкм, що зображена на рис. 4.8 [8].

На рис. 4.11 і 4.12 наведено розподіл інтенсивності при дифракції світла на щілині шириною 30 мкм і 38 мкм, який був теоретично розрахований за формулою (4.11).

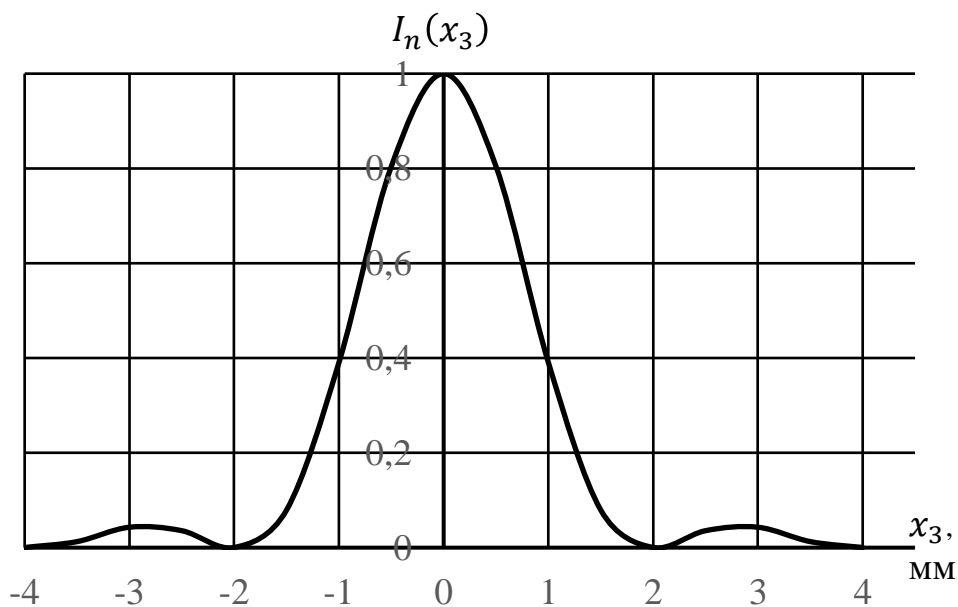


Рисунок 4.10. Нормована амплітуда сигналу у зображенні дифракційної картини від щілини шириною  $a = 38$  мкм, що зображена на рис. 4.8 [8].

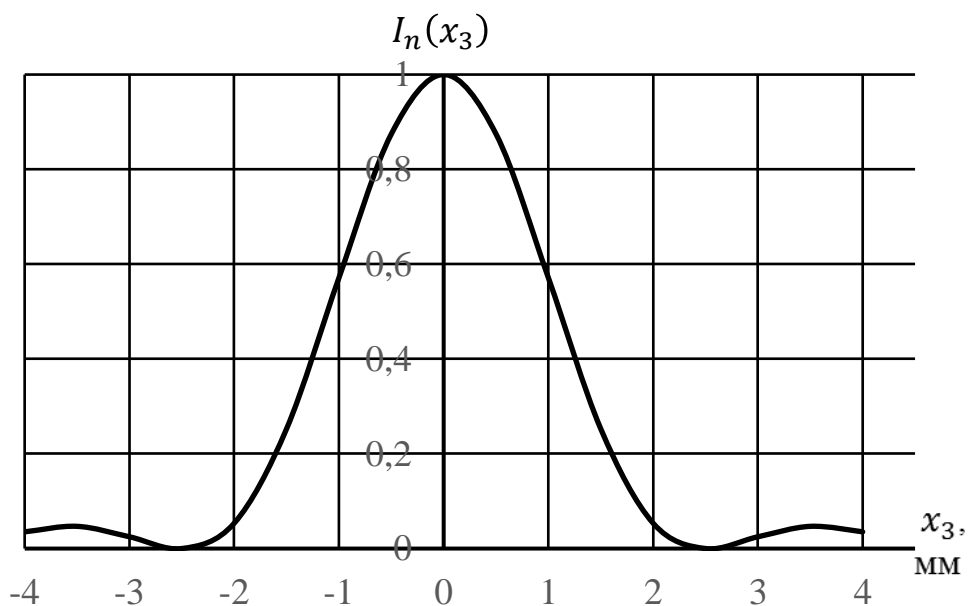


Рисунок 4.11. Розрахована за формулою (4.11) нормована інтенсивність світла у зображенні дифракційної картини від щілини шириною  $a = 30$  мкм [8].

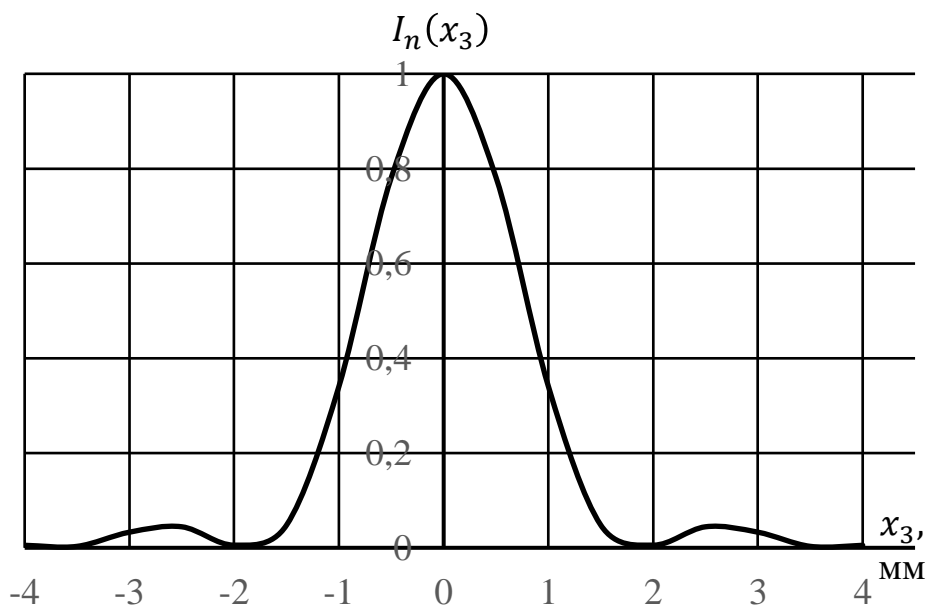


Рисунок 4.12. Розрахована за формулою (4.11) нормована інтенсивність світла у зображенні дифракційної картини від щілини шириною  $a = 38$  мкм [8].

Теоретично положення мінімумів можна визначити, використовуючи рівняння (4.11)

$$\begin{aligned}
I_n(x_{3min,m}) = 0; \Rightarrow \sin\left(\frac{\pi a}{\lambda f} x_{3min,m}\right) = 0; \Rightarrow \frac{\pi a}{\lambda f} x_{3min,m} = \pi m; \Rightarrow \\
\Rightarrow x_{3min,m} = \frac{\lambda f}{a} m.
\end{aligned}
\tag{4.29}$$

Згідно формули (4.29) для довжини хвилі випромінювання лазера  $\lambda = 0,532$  мкм, фокусної відстані фур'є-об'єктива  $f = 135$  мм розраховуємо положення перших бокових мінімумів:

- Для ширини щілини  $a = 30$  мкм:

$$\Delta x_{3,\pm 1,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = 4,8 \text{ мм.}$$

- Для ширини щілини  $a = 38$  мкм:

$$\Delta x_{3,\pm 1,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = 3,8 \text{ мм.}$$

Відносна похибка відмінності між теоретичним і експериментальним розподілом інтенсивності у межах перших бокових мінімумів складала 8% і 5% відповідно, що свідчить про достовірність теоретичної моделі КОС.

На рис. 4.13, а наведено зображення прозорої двовимірної структури тканини з періодами  $d_x = 24,5$  мкм і  $d_y = 27,5$  мкм, а на рис. 4.13, б і в – двовимірний просторовий спектр цієї структури. При вимірюваннях періодів структури був використаний USB-мікроскоп [79].

Таку періодичну структуру будемо розглядати як двовимірну дифракційну ґратку з періодами  $d_x$  і  $d_y$ . Для визначення цих періодів використаємо основне рівняння одновимірної дифракційної ґратки, яке для перших дифракційних максимумів має вигляд [79]

$$d_x \sin \varphi_{d,max,\pm 1} = \pm \lambda, \tag{4.30}$$

де  $\varphi_{d,max,\pm 1}$  – кут дифракції, який відповідає положенням перших бокових максимумів (рис. 4.13, б).

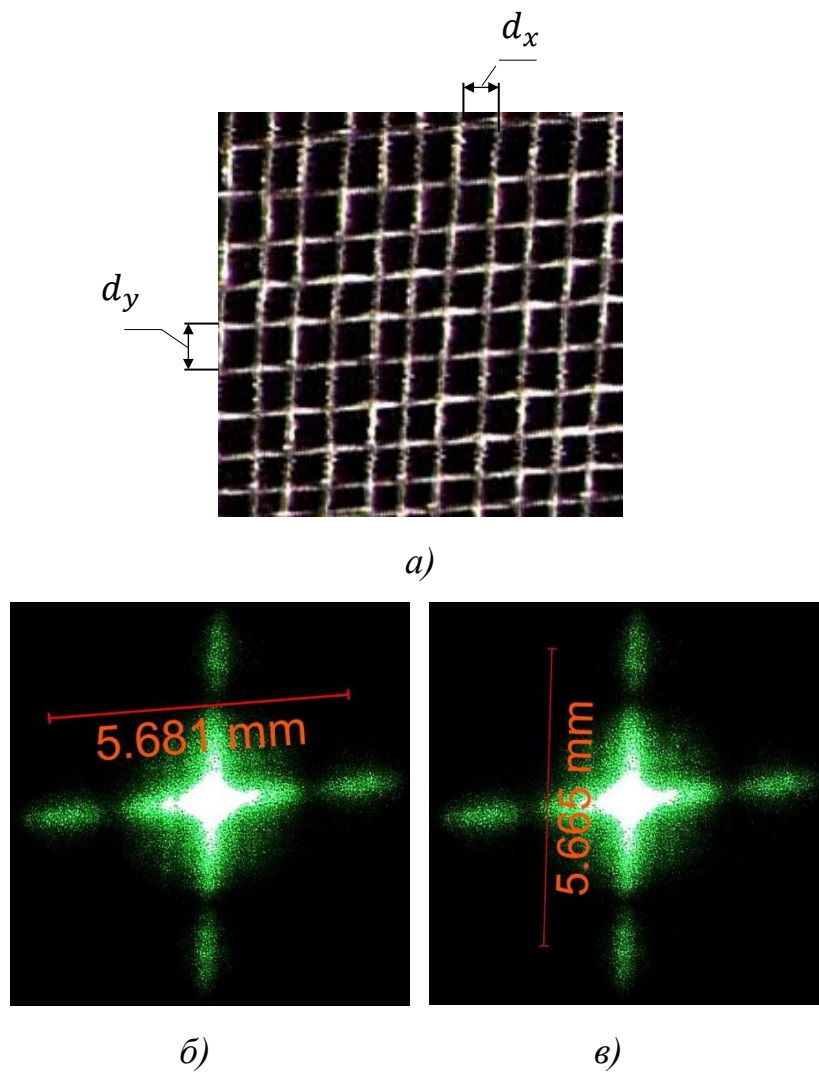


Рисунок 4.13. Двовимірна просторова періодична структура (а) і просторовий двовимірний спектр коефіцієнта пропускання такої структури (б, в) [79].

З рис. 3.6 знаходимо, що для параксіальної області справедливе співвідношення

$$\sin\varphi_{d,max,\pm 1} \approx \operatorname{tg}\varphi_{d,max,\pm 1} = \frac{x_{3,max,1}}{f} = \frac{\Delta x_{3,\pm 1,max}}{2f}, \quad (4.31)$$

де  $f$  – фокусна відстань фур'є-об'єктива;  $\Delta x_{3,\pm 1,max}$  – відстань між першими боковими максимумами,  $\Delta x_{3,\pm 1,max} = x_{3,max,+1} - x_{3,max,-1}$ .

З рівняння дифракційної ґратки знаходимо період ґратки.

$$d_x = \frac{\lambda}{\sin\varphi_{d,max,1}} = \frac{2\lambda f}{\Delta x_{3,\pm 1,max}}. \quad (4.32)$$

Аналогічно період двовимірної структури уздовж осі  $y$  описується функцією

$$d_y = \frac{\lambda}{\sin \varphi_{d,max,1}} = \frac{2\lambda f}{\Delta y_{3,\pm 1,max}}. \quad (4.33)$$

Метод вимірювання цих періодів полягає у наступному:

1. З рис. 4.13,б і рис. 4.13,в знаходимо відстань між першими боковими максимумами уздовж осей  $x$  і  $y$ :

$$\Delta x_{3,\pm 1,max} = x_{3,max,+1} - x_{3,max,-1} = 5,68 \text{ мм.}$$

$$\Delta y_{3,\pm 1,min} = y_{3,min,+1} - y_{3,min,-1} = 5,66 \text{ мм.}$$

2. З формули (4.29) визначаємо періоди уздовж відповідних осей [79]:

$$a = d_x = \frac{2\lambda f}{\Delta x_{3,\pm 1,max}} = \frac{2 \cdot 0,532 \cdot 135}{5,68} = 25,3 \text{ мкм;}$$

$$d_y = \frac{2\lambda f}{\Delta y_{3,\pm 1,min}} = 26,4 \text{ мкм.}$$

Цей приклад свідчить про практичне застосування когерентних оптичних спектроаналізаторів [79, 81].

Зробимо ряд важливих зауважень:

1. Запропонований метод дозволяє вимірювати середні значення розміру комірки прозорості тканини в межах площі лазерного пучка на поверхні тканини. Це обумовлено тим, що дифракційні максимуми формуються в результаті інтерференції хвиль, які утворилися після дифракції світла на кожній комірці [79].

2. Дисперсія розміру комірки визначається шириною дифракційного максимуму, що було обґрунтовано у монографії [8].

3. Використання перших дифракційних максимумів пояснюється тим, що

3.1. Ці максимуми мають найбільшу амплітуду (за виключенням нульового максимуму).

3.2. Підвищується точність вимірювання положення дифракційних максимумів відносно центру дифракційної картини, так як виміряти положення нульового максимуму складно через його велику ширину.



### 4.3.2 Визначення відповідності положень дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті

Метою цього підрозділу є визначення координат двох максимумів першого порядку у дифракційній картині, утвореній щілиною, і порівняти їх з розрахунковими значеннями.

Розглянемо дифракцію світла на щілині, зображення якої в площині спектрального аналізу  $x_3y_3$  наведено на рис. 4.8, а, а розподіл інтенсивності уздовж осі  $x_3$  – на рис. 4.9. Використовуючи відповідну програму визначаємо координати максимумів +1-го і –1-го порядків, які відповідно дорівнюють:

$x_{3max,+1} = 3,52$  мм;  $x_{3max,-1} = -3,50$  мм. Тоді середнє значення координати першого максимуму  $\bar{x}_{3max,+1} = 3,51$  мм.

За формулою (4.13) для фокусної відстані фур'є-об'єктива  $f = 135$  мм, довжини хвилі випромінювання лазера  $\lambda = 0,532$  мкм і ширини щілини  $a = 30$  мкм, маємо:

$$x_{3max,+1} = 1,45 \frac{\lambda f}{a} = 1,45 \frac{0,532 \cdot 135}{30} = 3,47 \text{ мм.}$$

При цьому просторова частота першого дифракційного максимуму згідно формули (4.26) дорівнює

$$\nu_{x,max,1} = \frac{x_{3,max,1}}{\lambda f} = 1,45 \frac{1}{a} \approx 48 \text{ мм}^{-1}.$$

З порівняння цих розрахункових результатів з експериментально отриманими числовими результатами видно, що відносна похибка визначення положення першого дифракційного максимуму, а отже і просторової частоти, становить 2%.

За розглянутими вище методиками виконаємо спочатку вимірювання просторового спектра круглої діафрагми радіусом  $R_0 = 0,05$  мм [81]. Отримане зображення такого спектра наведено на рис. 4.14, а на рис. 4.15 – одновимірний нормований спектр інтенсивності уздовж осі  $x_3$ , яка проходить через центр нульового максимуму.

За допомогою відповідної комп'ютерної програми знаходимо координату першого мінімуму  $x_{3min,1} = 1,9$  мм, яка дорівнює радіусу кружка Ейрі  $r_E$ . Для підтвердження достовірності розглянутих оптичних перетворень порівнюємо між собою експериментально отримане значення радіуса кружка Ейрі  $r_{E,m} = 1,9$  мм і теоретично значення цього радіуса, розраховане за формулою [9]

$$r_{E,t} = 1,22 \frac{\lambda f}{2R_o} = 1,22 \frac{0,532 \cdot 135}{100} = 1,78 \text{ мм.} \quad (4.34)$$

При цьому відносна похибка складає 6,7%.



Рисунок 4.14. Двовимірний спектр круглої діафрагми

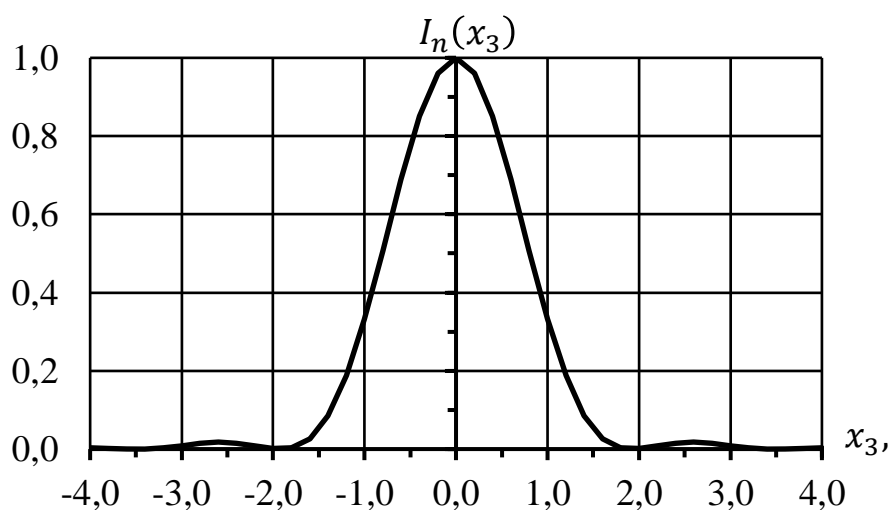


Рисунок 4.15. Нормований одновимірний спектр  
круглої діафрагми радіусом  $R_o = 0,05$  мм

### 4.3.3 Вимірювання просторових спектрів дифракційної ґратки, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль

Аналогічно були проведені вимірювання для тест-об'єкта у вигляді дифракційної ґратки, дифракційні картини яких наведені на рис. 4.16 і 4.17, що були отримані з використанням напівпровідникового і гелій-неонового лазерів.

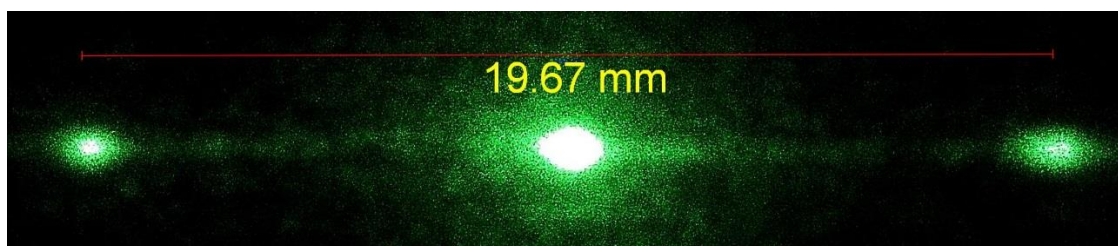


Рисунок 4.16. Просторовий спектр дифракційної ґратки з періодом 7 мкм, отриманий з використанням напівпровідникового лазера ( $\lambda = 0,532$  мкм)

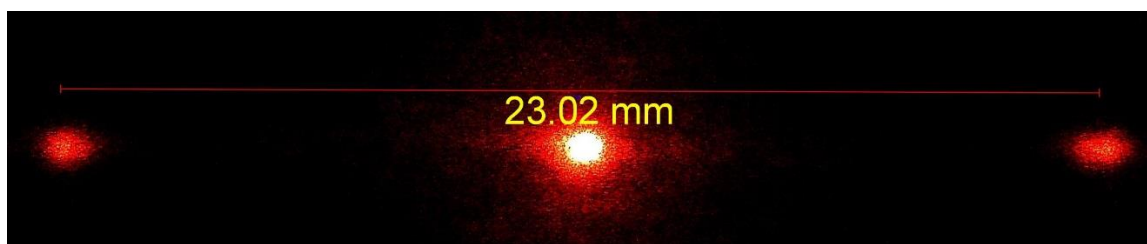


Рисунок 4.17. Просторовий спектр дифракційної ґратки з періодом 7 мкм, отриманий з використанням гелій-неонового лазера ( $\lambda = 0,6328$  мкм)

Використовуючи відповідну програму визначаємо відстань між максимумами +1-го і -1-го порядків дифракційної картини, які відповідно дорівнюють:

Для довжини хвилі  $\lambda = 0,532$  мкм

$$\Delta x_{3,\pm 1,max} = x_{3,max,+1} - x_{3,max,-1} = 19,6 \text{ мм.}$$

Для довжини хвилі  $\lambda = 0,6328$  мкм

$$\Delta x_{3,\pm 1,max} = x_{3,max,+1} - x_{3,max,-1} = 23,2 \text{ мм.}$$

Теоретично положення бокових дифракційних максимумів відносно центрального максимуму визначається за формулою [9]

$$x_{3,max,\pm 1} = \pm \lambda f \nu_g, \quad (4.35)$$

де  $\nu_g = \frac{1}{d_g} = \frac{1000}{7} = 142,9 \text{ мм}^{-1}$  – просторова частота дифракційної ґратки.

Розрахунки за формулою (4.31) дають такий результат:

Для довжини хвилі  $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$

$$\Delta x_{3,\pm 1,max,t} = 2\lambda f \nu_g = 2 \cdot 0,532 \cdot 10^{-3} \cdot 135 \cdot 100 = 21,1 \text{ мм.}$$

Для довжини хвилі  $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$

$$\Delta x_{3,\pm 1,max,t} = 2\lambda f \nu_g = 2 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 135 \cdot 100 = 24,5 \text{ мм.}$$

Наведені експериментальні результати свідчать про те, що зі збільшенням довжини хвилі випромінювання лазерів просторовий спектр сигналу розширюється, що відповідає отриманій формулі (4.29) [81].

#### 4.3.4. Вимірювання технічних характеристик стенду КОС

У цьому підрозділі наведені експериментально визначені технічні (узагальнені) характеристики лабораторного стенду КОС, а саме: робочий просторовий спектральний діапазон, просторова смуга пропускання, просторове спектральне розділення, похибка вимірювання просторової частоти.

Робочий діапазон просторових частот  $\Delta \nu_x$  визначається різницею між максимальною  $\nu_{x,max}$  і  $\nu_{x,min}$  мінімальною просторовими частотами, які здатний виміряти без спотворень стенд КОС. Зазвичай  $\nu_{x,max} \gg \nu_{x,min}$ , тому були проведені вимірювання частоти  $\nu_{x,max}$  [81].

У якості тест-об'єкта була використана дифракційна ґратка з періодом  $d_g = 7 \text{ мкм}$  і розміром  $a = 25 \text{ мм}$  і фур'є-об'єктив «Юпитер – 11», який має фокусну відстань  $f = 135 \text{ мм}$  і відносний отвір 0,5. Діафрагмове число об'єктива змінюється у межах від 2,0 до 16, а діаметр вхідної зіниці  $D_p$  – в межах від 67,5 мм до 8,4 мм.

На рис. 4.16 наведена дифракційна картина, що формується такою ґраткою, яка має центральний (нульовий) і два бокових максимуми з порядком дифракції  $\pm 1$ .

Будемо вимірювати залежність амплітуди сигналу першого дифракційного максимуму від діаметра вхідної зіниці об'єктива  $D_p$ . Зміною діафрагми об'єктива фіксуємо значення діаметра  $D_{pm} = 45$  мм, починаю з якою амплітуда максимуму починає зменшуватись.

За формулою (4.19) розраховуємо максимальну просторову частоту  $\nu_{x,max}$

$$\nu_{x,max} = \frac{D_{pm}-a}{2\lambda f} = \frac{45-25}{2 \cdot 0,532 \cdot 10^{-3} \cdot 135} = 140 \text{ мм}^{-1}.$$

Ця частота повинна відповідати просторовій частоті дифракційної ґратки

$$\nu_{xg} = \frac{1}{d_g} = \frac{1}{7 \cdot 10^{-3}} = 143 \text{ мм}^{-1}.$$

Такий результат підтверджує достовірність отриманої формули (4.19). Зміною діаметра апертурної діафрагми можна змінювати робочий діапазон просторових частот, який визначається за формулою (4.19) [10]. Наприклад, для максимального діаметра вхідної зіниці об'єктива «Юпитер – 11», робочий діапазон просторових частот КОС становить

$$\Delta\nu_x \approx \nu_{x,max} = \frac{67,5-25}{2 \cdot 0,532 \cdot 10^{-3} \cdot 135} = 296 \text{ мм}^{-1}.$$

Просторова смуга пропускання SBP – це число точок, які здатний формувати спектроаналізатор роздільно. Будемо розглядати точки як частини періоди дифракційної ґратки, яка розташована в передній фокальній площині фур'є-об'єктива. Така модель дозволяє розраховувати параметр SBP за формулою (3.2), яку з урахуванням (4.19) представимо у вигляді

$$SBP = \frac{D_p}{d} = D_p \nu_{x,max} = D_p \frac{D_p-a}{2\lambda f}. \quad (4.36)$$

Метод визначення максимальної просторової частоти  $\nu_{x,max}$  було розглянуто при вимірюванні робочого діапазону просторових частот КОС. Для частоти  $\nu_{x,max} = 296 \text{ мм}^{-1}$  і діаметра вхідної зіниці фур'є-об'єктива  $D_p = 67,5$  мм маємо  $SBP = 19980$ .

Похибка вимірювання просторової частоти  $\delta\nu_x$  згідно (4.24) визначається як різниця між теоретично розрахованою просторовою частотою  $\nu_x$  і експериментально отриманою частотою  $\nu_{xm}$ .

У якості тест-об'єкта запропоновано використовувати щілину шириною  $a = 30$  мкм, яка забезпечує якісну дифракційну картину, що наведена на рис. 4.8, а. За результатами вимірювань, що наведені в п. 4.3.1 була визначена відстань між першими мінімумами в дифракційній картині:

$$\Delta x_{3,\pm 1,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = 5,2 \text{ мм.}$$

Використання координат перших двох дифракційних мінімумів дозволяє більш точно виміряти координати одного з мінімумів [81].

За формулами (4.27) і (4.28) знаходимо значення просторової частоти, яка відповідає положенню першого дифракційного мінімуму

$$\nu_{x,min,1} = \frac{x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1}}{2\lambda f} = \frac{5,2}{2 \cdot 0,532 \cdot 10^{-3} \cdot 135} = 36,3 \text{ мм}^{-1}.$$

Теоретично розрахована просторова частота першого мінімуму у дифракційній картині на щілині дорівнює  $\nu_x = \frac{1}{a} = \frac{1}{30 \cdot 10^{-3}} = 33,3 \text{ мм}^{-1}$ . Тоді абсолютна похибка вимірювання дорівнює  $3 \text{ мм}^{-1}$ , а відносна похибка – 11%.

#### 4.4 Рекомендації до практичного застосування КОС

У останні роки спостерігається бурхливий розвиток когерентної фур'є-оптики і широке використання її досягнень для розв'язання практичних задач. Розвиток когерентної фур'є-оптики призвів до створення унікальних за своїми можливостями і продуктивністю когерентних оптичних систем обробки інформації, що відображено у монографіях [4,6–8]. У наукових працях [76–80] показано, що основною функціональною одиницею багатьох таких систем є когерентний оптичний спектроаналізатор (КОС), на основі якого розроблено ряд високоточних лазерних дифракційних приладів для вимірювання товщини дроту, діаметра тонких валів і світловодів, параметрів мікрodefektів поверхонь матеріалів і прозорих плівок і т.п.

Розглянемо найбільш ефективні пристрої, що базуються на КОС.

#### 4.4.1 Оптико-електронний цифровий процесор для обробки космічних зображень

У ході виконання науково-дослідної роботи «Когерентний оптико-електронний процесор для обробки космічних зображень» на замовлення Казенного підприємства спеціального приладобудування «Арсенал» (Договір №5/6/29-17) було запропоновано новий когерентний оптико-електронний цифровий процесор. Узагальнена схема цього процесора для обробки космічних зображень складається з двох основних компонентів: цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора і електронної системи обробки сигналів (рис. 4.18) [8,45].

Когерентний оптичний спектроаналізатор (фур'є-процесор) [8] складається з послідовно розташованих на оптичній осі напівпровідникового лазера 1, світлофільтра 2, розширювача лазерного пучка 3, 4, рідинно-кристалічного просторово-часового модулятора світла (РК ПЧМС) 5, фур'є-об'єктива 6 і цифрової камери 7.

Електронна система обробки сигналів складається з комп'ютера 8, монітора 9, пристрою формування і введення просторового фільтра 10 до блоку керування ПЧМС 11.

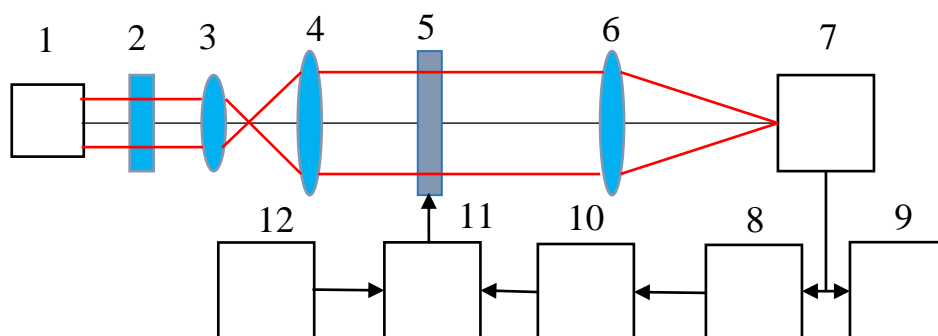


Рисунок 4.18 Узагальнена схема цифрового оптико-електронного процесора [8, 45]:

- 1 – лазер; 2 – світлофільтр; 3, 4 – розширювач пучка; 5 – РК ПЧМС;
- 6 – фур'є-об'єктив; 7 – цифрова камера; 8 – комп'ютер; 9 – монітор;
- 10 – пристрій формування і введення просторового фільтра;
- 11 – блок керування ПЧМС; 12 – тепловізійна (відео) камера.

Принцип роботи цифрового оптико-електронного процесора полягає у наступному. Когерентне світло від напівпровідникового лазера 1 проходить через світлофільтр 2, розширювач лазерного пучка 3,4 і освітлює ПЧМС 5. Світлофільтр 2 служить для ослаблення світлового потоку від лазера, що необхідно для лінійного перетворення оптичного сигналу МПВ цифрової камери. Розширювачем пучка є телескопічна система, що складається з двох додатних лінз 3 і 4, які забезпечують рівномірну освітленість вхідної апертури ПЧМС 5 [8].

Просторово-часовий модулятор світла має матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання пікселів якої відповідає амплітуді оптичного сигналу (зображенню). Тому такі пристрої дозволяють вводити в процесор зображення, яке змінюється у просторі і часі [8].

Модулятор розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива 6, який здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди світла за модулятором і формує у своїй задній фокальній площині просторовий спектр вхідного зображення. Для реєстрації цього спектра використовується матричний приймач випромінювання цифрової камери 7 [8].

Відеосигнал з цифрової камери надходить до комп'ютера 8 і монітора 9. Комп'ютер передає цей сигнал на вхід пристрою формування і введення просторового фільтра 10. Сигнал з цього пристрою надходить до блоку управління ПЧМС 11. При цьому комп'ютер виконує наступні функції: передає зображення або спектр цього зображення у пристрій 10 для вводу його у ПЧМС; здійснює при необхідності додаткову обробку просторового спектра зображення [8].

Робота процесора складається з двох етапів.

На першому етапі зображення, отримане сканером космічного базування вводиться у ПЧМС у вигляді його амплітудного коефіцієнта пропускання. Спектр цього зображення реєструється за допомогою цифрової камери 12 і комп'ютера [8].

На другому етапі спектр множиться на амплітудний коефіцієнт пропускання просторового фільтра у пристрої формування цього фільтра 10 і надходить до ПЧМС 5. Об'єктив 6 здійснює перетворення Фур'є добутку спектра вихідного зображення і коефіцієнта пропускання просторового фільтра і формує у задній фокальній площині



оброблене зображення, яке відображається на моніторі 9. Вибором параметрів просторового фільтра досягається підвищення якості вихідного зображення [8].

В патенті України 118780 [13] запропоновано більш досконалий оптико-цифровий процесор для обробки космічних зображень. У основу корисної моделі поставлена задача удосконалення процесора для спектральної фільтрації оптичних зображень, підвищення якості оброблених зображень, сформованих цифровою камерою у реальному масштабі часу за рахунок зміни електронної системи обробки сигналів [8].

Поставлена задача вирішується тим, що оптико-електронний процесор складається з когерентного оптико-електронного спектроаналізатора, електронної системи обробки сигналів, комп'ютера, до якого підключено спектроаналізатор та блок керування просторово-часового модулятора [8].

Новим є те, що між комп'ютером і блоком керування модулятора додатково встановлено пристрій формування і вводу просторового фільтра, до якого підключена зовнішня цифрова камера [8].

Оптико-електронний процесор складається з двох частин: когерентного оптико-електронного спектроаналізатора I і електронної системи обробки сигналів II (рис. 4.19) [8].

Когерентний оптико-електронний спектроаналізатор I складається з послідовно встановлених на оптичній осі напівпровідникового лазера 1, світлофільтра 2, розширювача пучка 3,4, просторово-часового модулятора світла (ПЧМС) 5, фур'є-об'єктива 6 і першої цифрової камери 7 [8].

Електронна система обробки сигналів II складається з комп'ютера 8, до якого підключена цифрова камера 7. До комп'ютера 8 підключено монітор 9, пристрій формування і вводу просторового фільтра 10, до якого підключена друга цифрова камера 11 та блок керування ПЧМС 12 [8].

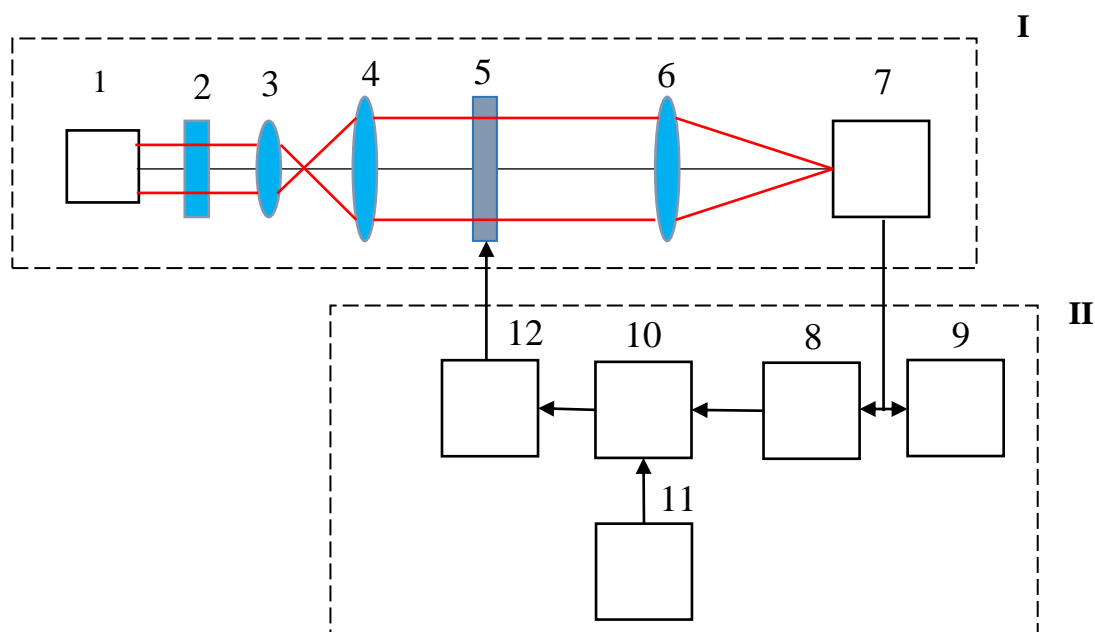


Рисунок 4.19. Цифровий оптичний процесор для обробки телевізійних і тепловізійних зображень у реальному масштабі часу [8,13].

Оптико-електронний процесор працює наступним чином.

Когерентне випромінювання від лазера 1 проходить світлофільтр 2, розширювач пучка 3,4 і освітлює ПЧМС 5, що має матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання якого відповідає амплітуді вхідного сигналу (зображенню). ПЧМС 5 розташовано у передній фокальній площині фур'є-об'єктива 6, який здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди світлового поля за модулятором і формує у задній фокальній площині просторовий спектр досліджуваного сигналу. Перша цифрова камера 7 реєструє цей спектр, та перетворює його у електричний відеосигнал, який надходить до комп'ютера 8 та до монітору 9. Комп'ютер передає цей відеосигнал на вхід пристрою формування і вводу просторового фільтра 10, на який поступає відеосигнал від другої цифрової камери 11. Сигнал з пристрою 10 поступає на вхід блоку керування ПЧМС 12 для зміни його коефіцієнта пропускання [8].

При цьому обробка зображення в оптико-електронному процесорі складається з двох етапів [8].

На першому етапі в ПЧМС 5 вводиться зображення з цифрової камери 11 або з пам'яті комп'ютера 8 у вигляді амплітудного коефіцієнта пропускання. Об'єktiv 6 здійснює перетворення Фур'є розподілу амплітуди світлового поля за ПЧМС і формує у задній фокальній площині просторовий спектр зображення, який вимірюється за допомогою камери 7 та комп'ютера 8 [8].

На другому етапі отриманий просторовий спектр зображення у пристрої формування і вводу просторового фільтра 10 множиться на амплітудний коефіцієнт пропускання просторового фільтра та вводиться у ПЧМС 5. Об'єktiv 6 здійснює перетворення Фур'є добутку спектра досліджуваного сигналу і коефіцієнта пропускання просторового фільтра, який формує у задній фокальній площині оброблене зображення. Вибір параметрів просторового фільтра забезпечує підвищення якості зображення та неперервну обробку зображень у реальному масштабі часу [8].

Таким чином, запропонований оптико-електронний процесор підвищить якість зображення, сформоване вхідною цифровою камерою та забезпечить обробку зображення у реальному масштабі часу [8].

#### **4.4.2. Малогабаритний цифровий КОС**

Для практичного впровадження результатів дисертаційної роботи було запропоновано створити дві насадки для об'єктива цифрового фотоапарата, який зміг виконувати функції оптичного спектроаналізатора [8,14,15].

Перша насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів або зображень, які записані на прозору плівку (вхідний транспарант) [8,14].

Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата містить корпус 1, у якому послідовно встановлені на одній оптичній осі освітлювач 2 у вигляді напівпровідникового лазера, лінз 3 і 4 розширювач лазерного пучка та вхідний транспарант 5 (рис. 4.20).

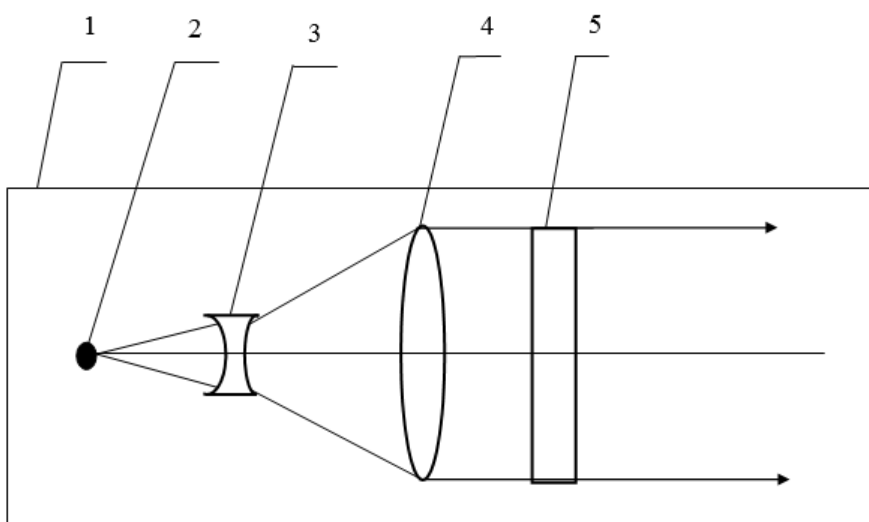


Рисунок 4.20. Насадка для об'єктива, в якій використовується транспарант, що працює на пропускання [8,14]

Насадка працює таким чином. Перед початком вимірювань, об'єktiv цифрового фотоапарата фокусується у ручному режимі на нескінченність (віддалений об'єкт). Потім на об'єktiv цифрового фотоапарата одягають насадку таким чином, щоб вхідний транспарант 5 був встановлений в передній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата. Пучок когерентного випромінювання від напівпровідникового лазера 2 збільшується у діаметрі за допомогою лінз 3 і 4 розширювача лазерного пучка і рівномірно освітлює вхідний транспарант 5. Вхідний транспарант 5 представлений у вигляді прозорої пластинки (фотоплівки), амплітудний коефіцієнт пропускання якої пропорційний досліджуваному сигналу. За рахунок дифракції світла на вхідному транспаранті 5 у задній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата формується просторовий спектр досліджуваного сигналу. Матриця фотоапарату перетворює просторовий спектр у цифровий відеосигнал, який можна вимірювати і обробляти за допомогою комп'ютера [8].

Недоліком першої насадки є обмеження функціональних можливостей, а саме неможливість застосування насадки для вимірювання просторових спектрів коефіцієнтів відбиття непрозорих поверхонь і вимірювання геометричних розмірів (ширини, довжини) мікроефектів [8].

Друга насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів, утворених за рахунок відбиття від плоских поверхонь (рис. 4.21) [15]

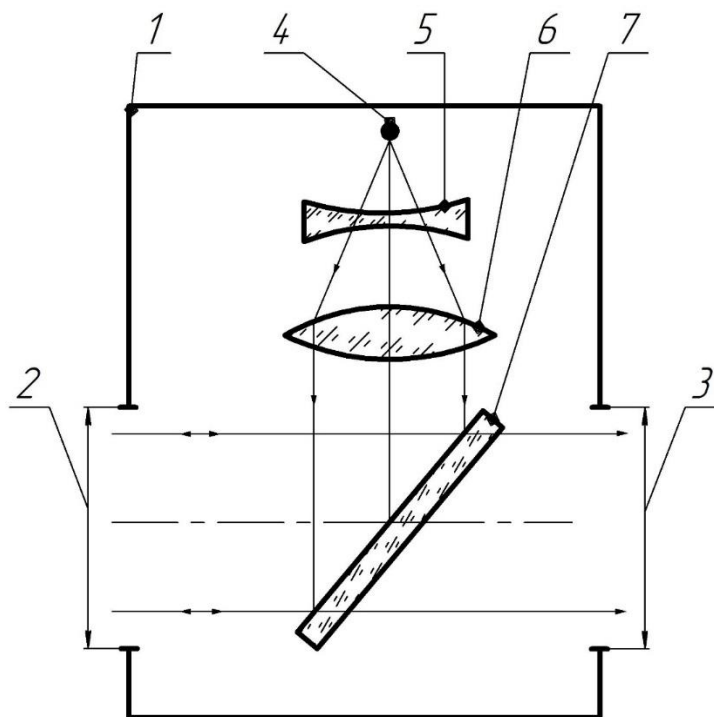


Рисунок 4.21. Насадка для об'єктива, в якій використовується транспарант, що працює на відбиття [8,15]

Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата містить корпус 1 з входним отвором 2 і вихідним отвором 3, джерело випромінювання 4 у вигляді напівпровідникового лазера, лінзи 5, 6 та напівпрозору пластинку 7 [8].

Насадка працює таким чином [8].

Перед вимірюванням, об'єктив цифрового фотоапарата фокусується у ручному режимі на нескінченність (віддалений об'єкт). Потім на об'єктив цифрового фотоапарата одягають насадку таким чином, щоб входний отвір 2 був встановлений у передній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата. Пучок когерентного випромінювання від напівпровідникового лазера 4, який встановлено перпендикулярно до оптичної осі об'єктива, збільшується у діаметрі за допомогою розширювача лазерного пучка, який складається з лінз 5, 6. Пучок променів падає на напівпрозору пластинку 7 і відбивається від неї в напрямку входного отвору 2, де

розташована досліджувана поверхня. Відбиті від поверхні промені за рахунок дифракції світла на мікродефектах проходять через напівпрозору пластинку 7 і надходять до вихідного отвору 3, де розташований об'єктив цифрового фотоапарата. За рахунок дифракції світла у задній фокальній площині об'єктива формується просторовий спектр неоднорідності коефіцієнта відбиття досліджуваної поверхні [8].

Таким чином, запропонована насадка для об'єктива цифрового фотоапарата дозволяє вимірювати просторові спектри коефіцієнтів відбиття непрозорих поверхонь та геометричні розміри (ширину, довжину) мікродефектів [8].

### Висновки до розділу 4

1. Для підтвердження результатів проведених теоретичних досліджень КОС, що представлені в розділі 3, було розроблено і створено лабораторний стенд оптичного спектроаналізатора, який дозволив провести такі дослідження: вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом; визначення відповідності положення дифракційних максимумів у площині спектрального аналізу їх просторовій частоті; вимірювання спектрів тест-об'єктів, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль; вимірювання узагальнених характеристик КОС. Розроблені методи проведення таких досліджень [8,16].

2. Розроблено нові методи вимірювання узагальнених характеристик КОС, а саме: робочого просторового спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального розділення, похибки вимірювання просторової частоти.

2.1. Запропоновано новий метод вимірювання робочого діапазону просторових частот запропоновано у якості тест-об'єкта використовувати дифракційну ґратку. Апертурною діафрагмою фур'є-об'єктива зменшують діаметр вхідної зіниці  $D_p$  до тих пір, поки не почнеться зменшуватись амплітуда дифракційного максимуму  $u_{max}$ . Цей діаметр і буде визначати робочий діапазон частот.

2.2. Для вимірювання просторового спектрального розділення запропоновано використовувати дифракційну ґратку з постійним періодом  $d_{g0}$ , а зменшення періоду

$d_g$  (збільшення просторової частоти) можна досягти за рахунок зміни кута падіння лазерного пучка на ґратку.

2.3. Похибку вимірювання просторової частоти запропоновано визначати як різницю між теоретично розрахованою просторовою частотою і експериментально отриманою частотою першого мінімуму у дифракційній картині щілини. Вимірювання показали, що абсолютна похибка вимірювання дорівнює  $1 \text{ мм}^{-1}$ , а відносна похибка – 2,5%.

2.4. Результати експериментальних вимірювань, отриманих за допомогою створеного лабораторного стенду КОС, підтвердили основні положення теоретичних досліджень, які наведені в дисертаційній роботі.

3. Для подальшого удосконалення стенду когерентного спектроаналізатора було розроблено універсальний пристрій, у основу якого покладено оптичний фур'є-процесор з пристроєм вводу інформації за допомогою рідинно-кристалічного модулятора світла і патент України 118780 [13]. Запропонований фур'є-процесор було розроблено у ході виконання науково-дослідної роботи «Когерентний оптико-електронний процесор для обробки космічних знімків» на замовлення Казенного підприємства спеціального приладобудування «Арсенал» (Договір №5/6/29-17). Цей процесор дозволяє підвищити якість зображення, яке сформоване вхідною цифровою камерою, та забезпечити обробку зображення у реальному масштабі часу [13].

4. Для розробки лабораторного стенду, який дозволить провести дослідження оптико-цифрового процесора для обробки зображень, пропонується використовувати комп'ютерний проектор (бажано чорно-білого зображення). Головна причина такого підходу полягає у можливості використання електронного блоку проектора для вводу зображення у оптичну систему, що підлягає обробці з комп'ютера, або безпосередньо з цифрової камери [13].

5. Для практичного впровадження результатів дисертаційної роботи запропоновано дві нові насадки для об'єктива цифрового фотоапарата, який зміг виконувати функції оптичного спектроаналізатора [14,15]. Перша насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів або зображень, які записані на прозору плівку (вхідний транспарант). Друга

насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів, утворених за рахунок відбиття від плоских поверхонь [14,15].

## ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі вирішена наукова задача підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів, які дозволяють вимірювати просторові спектри вхідних сигналів (зображень), що змінюються в реальному масштабі часу, за рахунок використання матричних модуляторів світла і приймачів випромінювання, і отримання підвищених технічних характеристик спектроаналізаторів шляхом узгодження параметрів їх компонентів.

При виконанні дисертаційної роботи здобувачем були отримані такі наукові результати:

1. Для підвищення ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів запропоновано використовувати матричні пристрої вводу і виводу оптичних сигналів, що дозволяє досліджувати і обробляти двовимірні оптичні сигнали, які змінюються у просторі і часі. Для дослідження і проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів необхідна розробка їх фізико-математичної моделі.

2. В розробленій моделі когерентного оптичного спектроаналізатора були запропоновані фізико-математичні моделі окремих компонентів спектроаналізатора, а саме: дискретного просторово-часового модулятора світла, фур'є-об'єктива, матричного приймача випромінювання. Така модель дозволила дослідити і запропонувати методи проектування когерентних оптичних спектроаналізаторів.

3. Для оцінки ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів запропоновано використовувати такі параметри (технічні характеристики): частота зміни вхідних сигналів; робочий діапазон просторових частот; просторова смуга пропускання; просторове спектральне розділення. Розроблені на основі запропонованої моделі КОС методи розрахунку характеристик спектроаналізатора та їх дослідження показали, що



3.1. Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи когерентного оптичного спектроаналізатора. Гранична максимальна просторова частота чим більша, тим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань [8,80].

3.2. Максимальна ширина смуги пропускання для розглянутого спектроаналізатора дозволила підвищити спектральне розділення на 20-30%. Підвищити просторове спектральне розділення когерентних оптичних спектроаналізаторів можна за рахунок використання матричного приймача випромінювання з меншими розмірами пікселя та фур'є-об'єктива з більшою фокусною відстанню. Максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли розмір вхідного транспаранта дорівнює половині діаметру вхідної зіниці фур'є-об'єктива [8,80].

3.3. Використання у якості фур'є-об'єктива дифракційної лінзи, що дозволяє значно збільшити його просторову смугу пропускання. Розглянутий приклад свідчить про те, що просторова смуга пропускання лінзового об'єктива становить 3066, а дифракційної лінзи – 5545.

3.4. Розподіл амплітуди поля у площині спектрального аналізу когерентного оптичного спектроаналізатора являє собою суму дифракційних максимумів, які залежать від просторового спектра зображення, що спотворений імпульсним відгуком спектроаналізатора. Положення максимумів визначається періодом матричної структури просторово-часового модулятора світла, а їх ширина – розміром модулятора.

3.5. Граничні характеристики спектроаналізатора обмежені дифракційними ефектами і матричною структурою пристроїв вводу і виводу оптичного сигналу. З метою підвищення ефективності були узгоджені параметри компонентів когерентного оптичного спектроаналізатора, а саме: діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива визначається розмірами модулятора і розмірами пікселів цього модулятора; максимальна просторова смуга пропускання буде у випадку, коли радіус вхідної зіниці об'єктива дорівнює розміру (діагоналі) матриці модулятора; просторове

спектральне розділення визначається розміром пікселя матричного приймача випромінювання і фокусною відстанню об'єктива [8,80].

4. Для підтвердження результатів проведених теоретичних досліджень когерентного оптичного спектроаналізатора, що представлені в розділі 3, було розроблено і створено лабораторний стенд оптичного спектроаналізатора, який дозволив провести такі дослідження: вимірювання розподілу інтенсивності світла у дифракційній картині, яка сформована тест-об'єктом; визначення відповідності положення дифракційних максимумів і мінімумів в площині спектрального аналізу їх просторовій частоті; вимірювання спектрів тест-об'єктів, отриманих з використання двох лазерів з різними довжинами хвиль; вимірювання технічних характеристик когерентного оптичного спектроаналізатора [8]. Розроблено нові методи проведення таких досліджень. Для вимірювання характеристик когерентного оптичного спектроаналізатора запропоновано в якості тест-об'єктів використовувати щілину і дифракційну ґратку, а також фур'є-об'єктів із змінною апертурною діафрагмою. Результати експериментальних досліджень підтверджують достовірність теоретичних досліджень з відносною похибкою 5...10%.

5. На запропонований оптико-електронний цифровий процесор обробки зображень було отримано патент України на корисну модель №118780. Отримані в дисертації результати досліджень були використані на КП СПБ «Арсенал», що підтверджується відповідним актом впровадження.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен; пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
- [2] Okan K.E. Diffraction, fourier optics and imaging / Okan K.E. – New Jersey, USA: Wiley & Sons, 2007. – 428 p.
- [3] Кейсесент Д. Оптическая обработка информации / Д. Кейсесент; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 350 с.
- [4] Применение методов фурье-оптики / Под ред. Г. Старка; пер. с англ. под ред. И. Н. Компанца. – М.: Радио и связь, 1988. – 536 с.
- [5] Юу Ф. Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу; под ред. В. К. Соколова; пер. с англ. – М.: Сов.радио, 1979. – 304 с.
- [6] Богатырева В.В. Оптические методы обработки информации / В.В. Богатырева, А.Л. Дмитриев. – СПб: СПбГУИТМО, 2009. – 74с.
- [7] Акаев А.А. Оптические методы обработки информации / А.А. Акаев, С.А. Майоров. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2005. – 260 с.
- [8] Колобродов М.С. Проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів: монографія / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов // К: Вид-во «Політехніка». – 2019. – 224 с.
- [9] Колобродов В.Г. Дифракційна теорія оптичних систем / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик – К.: НТУУ «КПІ», 2011. – 148 с.
- [10] Колобродов В.Г. Прикладна дифракційна оптика / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик. – К.: НТУУ «КПІ», 2014.– 312 с.
- [11] Колобродов В.Г. Визначення узагальнених характеристик когерентних спектроаналізаторів / В.Г. Колобродов В.Г., Г.С. Тимчик, К.А. Нгуєн // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2012. № 5. – С. 102–108.
- [12] Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / Г.С. Тимчик, К.А. Нгуєн, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2014. - №5. – С. 119–123.

- [13] Колобродов М.С. Оптико-электронный процессор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. // Патент України на корисну модель №118780, МПК (2017.01) G06E 1/00, Власник: НТУУ «КПІ» – и 2017 02269; заяв. 13.03.2017; опуб. 28.08.2017. Бюл. № 16, 2017 р.
- [14] Колобродов М.С. Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. // Патент України на корисну модель №110919, МПК (2016.01) G03B 7/00, Власник: НТУУ «КПІ» – и 2016 04018; заяв. 13.04.2016; опуб. 25.10.2016. Бюл. №20, 2016 р.
- [15] Колобродов М.С. Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов М.С. Патент України на корисну модель №116586, МПК (2017.01) G03B 7/00, Власник: НТУУ «КПІ» – и 2016 12871; заяв. 19.12.2016; опуб. 25.05.2017. Бюл. № 10, 2017 р.
- [16] Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов Н.С. // Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparatobuduvannia, 2016, Iss. 67, pp. 71–76.
- [17] Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Kolobrodov M.S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer // Optica Applicata, 2017, vol.47, No.2, pp. 273-282.
- [18] Колобродов М.С. Фізико-математична модель оптичного спектроаналізатора / Збірник тез доповідей VIII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2015.– С. 34.
- [19] Колобродов М.С. Модель цифрового оптичного спектроаналізатора / Збірник тез доповідей IX наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2016.– С. 37.
- [20] Колобродов Н.С., Тимчик Г.С. Когерентный оптико-электронный процессор / Материалы 10-й Международной студенческой научн.-техн. Конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск. – 2017. – С. 43.

- [21] Нгуен К.А., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2014. – №5. – С. 119 – 123.
- [22] Kolobrodov V. G., Tymchik G.S., Kolobrodov N. S. The diffraction limit of optical spectrum analyzer // Proc. SPIE 9809, Twelfth International Conference on Correlation Optics, 98090F (November 30, 2015).
- [23] Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Kolobrodov M.S. Limit characteristics of digital optoelectronic processor // Proc. SPIE 10612, Thirteenth International Conference of Correlation Optics, 106120L (18 January, 2018). Doi:10.1117/12.2291984; <http://dx.doi.org/10.1117/12.2291984>.
- [24] Нгуен К.А., Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / Збірник тез доповідей VII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2014.– С. 31.
- [25] Kolobrodov M.S., Tymchik G.S. Diffractive limit in the optical spectrum analyzer // Optics and High Technology Material Science SPO 2015 : Scientific Works of Fifteenth International Young Scientist Conference, 2015. – Kyiv. – P. 173.
- [26] Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Просторова смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Інформаційні системи і технології. Математичне моделювання. Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського. – 2015, №5. – С. 50–55.
- [27] Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016. – №1. – С. 108 – 116.
- [28] Колобродов Н.С., Тымчик Г.С. Пространственная полоса пропускания оптического спектроанализатора / Материалы 9-й Международной студенческой научн.-техн. Конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск. – 2016. – С. 31.

- [29] Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Методична похибка оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». - 2015. - №5. – С. 97–102.
- [30] Колобродов Н.С., Тымчик Г.С. Погрешность когерентного оптического спектроанализатора / Материалы 8-й Международной студенческой научн.-техн. Конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск. – 2015. – С. 205.
- [31] Аль-Мзіраві А.М., Пінчук Б.Ю., Колобродов М.С. Узгодження МПФ компонентів медичного тепловізора /Збірник тез доповідей VII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2014. – С. 31.
- [32] Баррекетт Е. О перспективах оптических методов в обработке информации / Е. Баррекетт // Автометрия. –1978. – №1. – С. 54–60.
- [33] Николов И.Д. Оптические системы для записи и обработки информации / И.Д. Николов // Автометрия. –1979. – №4. – С. 84–88.
- [34] Кондратенков Г.С. Обработка информации когерентными оптическими системами / Г.С. Кондратенков. – М.: Советское радио, 1972. – 208 с.
- [35] Шанин В.И. Исследование возможности оптической согласованной фильтрации для контроля геометрии деталей в точном приборостроении / В.И. Шанин // Оптико-механическая промышленность. – 1982. – № 7. – С.15–17.
- [36] Парыгин В.Н. Оптическая обработка информации / В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. – М.: изд. Московского ун-та, 1987. – 142 с.
- [37] Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. - 4 изд. / Ю.Г. Якушенков. – М.: Логос, 1999. – 480 с.
- [38] Свет В.Д. Оптические методы обработки сигналов / В.Д. Свет. – М.: Энергия, 1971. – 104 с.
- [39] FRITSCH, "High-Tech Particle Sizing by FRITSCH," [Online]. Available: <http://www.fritsch-sizing.com/products/>. [Accessed 1102, 2014].
- [40] Saleh Bahaa E.A. Fundamentals of photonics / E.A. Saleh Bahaa and C.T. Malvin. – New York: Wiley, 1991. – 948 p.

- [41] Колобродов В.Г. Анализ оптических схем когерентных спектроанализаторов / В.Г. Колобродов, Г.С. Тымчик // Оптико-механическая промышленность. – 1982. – № 10. – С. 4–7.
- [42] Zhang Lei, Zhong Xing, Jin Guang. Design of high resolution Fourier transform lens // Proc. of SPIE. – 2007. – Vol. 6722. – P. 672211-1 – 672211-6.
- [43] Kolobrodov V.G. The problems of designing coherent spectrum analyzers / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchyk, Q.A. Nguen // Proc. of SPIE. – Vol. 9066. – 2013. – P. 90660N-1–9066N-7.
- [44] Curatu G., Harvey J. E. Analysis and design of wide-angle foveated optical systems based on transmissive liquid crystal spatial light modulators // Optical Engineering. – 2009. – Vol. 48(4). – P. 043001-1–043001-11.
- [45] Kuz'min M.S., Rogov M.S. Optical Fourier processor with a liquid-crystal information-input device // Journal of Optical Technology. – 2015. – Vol. 83(3). – P. 147–152.
- [46] Driggers R.G., Friedman M.H., Nichols J. Introduction to Infrared and Electro-Optical Systems. – London: Artech House, 2012. – 534 p.
- [47] Vollmerhausen R.H., Reago D., Driggers R.G. Analysis and evaluation of sampled imaging systems. – Washington: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2010. – 288 p.
- [48] Климков Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. – М.: Сов. радио, 1978. – 264 с.
- [49] Айрапетян В.С. Физика лазеров / В.С. Айрапетян. – Новосибирск: СГГА, 2012. – 134 с.
- [50] Haist T., Wolfgang Osten W. Holography using pixelated spatial light modulators—part 1: theory and basic considerations // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. – 2015. – Vol. 14(4). – P. 041310-1 – 041310-9.
- [51] Dauderstädt U., Dürr P., Sinning S., Wullinger I., Wagner M. Charging effects in micromirror spatial light modulators // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. – 2008. – Vol. 7(2). – P. 021011-1 – 021011-10.

- [52] Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics, 2nd ed., McGraw-Hill, New York (1996). – 457 p.
- [53] Ma Xiao, Liu Shijie, Zhang Zhigang and Shao Jianda. Error analysis of standard wave-front reconstruction based on spatial light modulator // Proc. of SPIE. – 2016. – Vol. 10155. – P. 101553M-1 – 101553M-6.
- [54] Колобродов В.Г. Проектування тепловізійних і телевізійних систем спостереження / В.Г. Колобродов В.Г., М.І. Лихоліт. – К.: НТУУ «КПІ», 2007. – 364 с.
- [55] Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016, № 1. – С. 108–116.
- [56] Miks A. Four-element optical system for Fourier transform / A. Miks, J. Novak // Proc. of SPIE. – 2004. – Vol. 5457. – P. 284–291.
- [57] Pijitrojana W. Symmetrical Fourier transform lens design for signal processing optics / W. Pijitrojana. // Thammasat Int. J. Sc. Tech. – 2005. – Vol. 10, No.3. – P. 73–93.
- [58] Вычислительная оптика: Справочник // М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов и др. / Под. общ. ред. М. М. Русинова. – Л.: Машиностроение, 1984. – 424 с.
- [59] Неуймін О.С., Дяченко С.М. ПЗЗ-матриці // Вісник Національного технічного університету України "КПІ". Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2010.-№41. – С. 182–189.
- [60] Колобродов В.Г. Погрешность сборки и юстировки оптической системы когерентного спектроанализатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тымчик, С.П. Сахно // Оптико-механическая промышленность. – 1983. – № 9. – С. 6–9.
- [61] Buralli D.A. Design of a wide field diffractive landscape lens / D.A. Buralli, G.M. Morris// Applied Optics. – 1989. – Vol.28, No.18. – P. 3950–3959.
- [62] Ozaktas H.M. Space-bandwidth products of conventional Fourier transforming systems / H.M. Ozaktas, H. Urey // Optical Communications. – 1993. – Vol. 104, No 1,2,3. – P. 29–31.
- [63] Lohman A.W. Space-bandwidth product of optical signals and systems / A.W.



- Lohman, R.G. Dosch, D. Mendovic et al. // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – Vol. 13, No 3. – P. 470–473.
- [64] Прудников А.П. Интегралы и ряды. Специальные функции / А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев – М.: Наука, 1983. – 752 с.
- [65] Прудников А.П. Интегралы и ряды. Элементарные функции / А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. – М.: Наука, 1981. – 798с.
- [66] Kolobrodov V.G. Geometrical noise bandwidth of thermal imager with matrix detector / V.G. Kolobrodov // Proc. of SPIE. – Vol. 9066. – 2013. – P. 90660M-1–9066M-6.
- [67] Проектирование оптических систем / Под ред. Р. Шеннона и Дж. Вайанта; пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 432 с.
- [68] Welford W. T. Aberrations of optical systems / W. T. Welford. – Hilger, Bristol, 1986. – 284 p.
- [69] Колобродов В.Г. Можливість використання дифракційних лінз в когерентних спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, К.А. Нгуен, Г.С. Тимчик // Вісник НТУУ «КПІ». Серія приладобудування. – 2013. – Вип. 45. – С. 36–44.
- [70] Колобродов В.Г. Проектування дифракційних оптичних елементів і систем. В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик. – К.: НТУУ «КПІ», 2013.– 196 с.
- [71] Бобров С. Т., Грейсух Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние. – 1986. – 223с.
- [72] Vatile P.J. Visual axial PSF of diffractive trifocal lenses / P.J. Vatile, J.E. Oti, V.F. Canales M.P. and Cagigal // Optical Society of America. – 2005. – Vol. 13, No 7 / OPTICS EXPRESS. – P. 2782–2792.
- [73] Vollmerhausen Richard H. and Driggers Ronald G. Analysis of sampled imaging systems. – SPIE Press, Bellingham, Washington 98227-0010, USA. – 188 p.
- [74] Chrzanowski Krzysztof. Testing thermal imagers. Practical guidebook. – Military University of Technology, 00-908 Warsaw, Poland, 2010. – 172 p.
- [75] Матвеев А. Н. Оптика: учеб. пособ. для физ. вузов / А. Н. Матвеев. – М. : Высшая школа, 1985. – 351 с.

- [76] Москалев В.А. Теоретические основы оптико-физических исследований / В.А. Москалев. – Л.: Машиностроение, 1987. – 316 с.
- [77] Таланчук П.М. Лазеры в контрольно-измерительной технике / П.М. Таланчук, С.П. Голубков, В.П. Маслов. – К.: Техника, 1992. – 363 с.
- [78] Колобродов В. Г. Возможность исследования микродефектов отражающих поверхностей и прозрачных плёнок с помощью когерентного спектроанализатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тымчик // Оптико-механическая промышленность. – 1980. – №11. – С. 11–13.
- [79] Колобродов М.С. Оптичний метод контролю якості прозорих тканин // КРІ Science News – 2019. – № 5-6. – С. 71-79.
- [80] Колобродов М.С. Когерентні оптичні спектроаналізатори: монографія / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов. – Київ: НТУУ"КПІ", Політехніка, 2015. – 180 с.
- [81] Налбандова В.П. Моделювання цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора: магістерська дисертація. – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 124 с.

## ДОДАТОК А

### Список публікацій здобувача за темою дисертації

1. Колобродов М.С. Проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів: монографія / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов // К: Вид-во «Політехніка». – 2019. – 224 с.
2. Kolobrodov M.S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, V.I. Mykytenko, M.S. Kolobrodov // Optica Applicata. – 2017 (vol.47). – no.2. – pp. 273–282.
3. Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / Г.С. Тимчик, К.А. Нгуєн, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2014. – №5. – С. 119 – 123.
4. Колобродов М.С. Методична похибка оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2015. – №5. – С. 97 – 102.
5. Колобродов М.С. Просторова смуга пропускання оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Вісник КрНУ ім. Михайла Остроградського. – 2015. - №5. – С. 50 – 55.
6. Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016. – №1. – С. 108– 116.
7. Колобродов Н.С. Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, Н.С. Колобродов // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparatabuduvannia. – 2016. – Iss. 67. – pp. 71-76.
8. Kolobrodov M.S. Influence of the Matrix Structure of the Modulator and Detector on the Optical Spectrum Analyzer Output Signal / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov, M.M. Lutsiuk // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparatabuduvannia, 2018, Iss. 72, pp. 78–85.
9. Колобродов М.С. Оптичний метод контролю якості прозорих тканин // KPI Science News – 2019. – № 5-6. – С. 71-79.

10. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №110919 Україна, МПК (2016.01) G03B 17/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ». – u 2016 04018. – Опубл. 25.10.2016. Бюл. № 20, 2016 р.
11. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №116586 Україна, МПК (2017.01) G03B 17/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ». – u 2016 12871. – опубл. 25.05.2017. Бюл. № 10, 2017 р.
12. Колобродов М.С. Патент на корисну модель №118780 Україна, МПК (2017.01) G06E 1/00, Оптико-електронний процесор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. – Київ. Власник: НТУУ «КПІ» – u 2017 02269. – опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16, 2017 р.
13. Kolobrodov M.S. The diffraction limit of an optical spectrum analyzer / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov // Proc. SPIE 9809, Twelfth International Conference of Correlation Optics. – 98090F (30 November, 2015) doi: 10.1117/12.2228534.
14. Kolobrodov M.S. Limit characteristics of digital optoelectronic processor / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchik, M.S. Kolobrodov // Proc. SPIE 10612, Thirteenth International Conference of Correlation Optics, 106120L (18 January, 2018) doi:10.1117/12.2291984.
15. Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / К.А. Нгуєн, М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей VII науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”. – Київ, ПБФ.– НТУУ «КПІ». – 2014. – С. 31.
16. Колобродов М.С. Фізико-математична модель оптичного спектроаналізатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей VIII науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”.– Київ, ПБФ.– НТУУ «КПІ».– 2015.– С. 34.

17. Колобродов Н.С. Погрешность когерентного оптического спектроанализатора / Н.С. Колобродов, Тимчик Г.С. // Материалы 8-й Международной студенческой научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2015. – С.205.
18. Kolobrodov M.S. Diffractive limit in the optical spectrum analyzer / M.S. Kolobrodov, G.S. Tymchik // 15-th International Young Scientists Conference Optics and High Technology Material Science: Scientific Works. – 2015. – Kyiv. – P. 173.
19. Колобродов Н.С. Пространственная полоса пропускания / Н.С. Колобродов, Г.С. Тымчик // Материалы 9-й Международной студенческой научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2016. – С. 31.
20. Колобродов М.С. Модель цифрового оптического спектроанализатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей IX науково-практичної конференції студентів та аспірантів “Погляд у майбутнє приладобудування”. – Київ, ПБФ. – НТУУ «КПІ». – 2016. – С. 37.
21. Колобродов Н.С. Когерентный оптико-электронный процессор / Н.С. Колобродов, Г.С. Тымчик // Материалы 10-й Международной студенческой научн.-техн. конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск: БНТУ. – 2017. – С. 43.
22. Kolobrodov M.S. Model of the signal at the output of the coherent optical spectrum analyzer / M.S. Kolobrodov // Збірник тез доповідей IX наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «Приладобудування: стан та перспективи». – Київ, НТУУ “КПІ”. – 2017. – С. 43.
23. Колобродов М.С. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторову спектральну роздільну здатність когерентного оптического спектроанализатора / М.С. Колобродов // Збірник тез доповідей XI наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”. – 2018. – С. 122.
24. Колобродов М.С. Цифровой оптико-электронный процесор для обработки цифровых изображений / М.С. Колобродов // Збірник наукових праць III

Української наук.-техн. конференції «Спеціальне приладобудування: Стан та перспективи». – Київ, КП СПБ «Арсенал». –2018. – С. 59-62.

## ДОДАТОК Б

### Метрологічна обробка та оцінка точності вимірів просторового спектра за допомогою КОС

Розглянемо оцінку точності виміру просторового спектра еталонної щілини, яку визначимо як різницю між значеннями теоретично розрахованої і експериментально виміряної просторової частоти, що відповідає положенню першого дифракційного мінімуму. Методика вимірювання розглянута в п. 4.2.4, а результати вимірювання наведені в п. 4.3.1. Розрахунок просторової частоти  $\nu_{x,min,1,e}$ , яка відповідає положенню першого дифракційного мінімуму, здійснюється за формулами (4.27) і (4.28)

$$\nu_{x,min,1,e} = \frac{x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1}}{2\lambda f}, \quad (\text{ДБ.1})$$

де  $x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1}$  – різниця координат +1-го і –1-го дифракційних мінімумів;  $f$  – фокусна відстань фур'є-об'єктива;  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання лазера.

Теоретично розрахована просторова частота першого мінімуму у дифракційній картині на щілині шириною  $a$  визначається за формулою (4.26)

$$\nu_{x,min,m} = \frac{x_{3,min,1}}{\lambda f} = \frac{1}{a}. \quad (\text{ДБ.2})$$

У результаті семи прямих вимірів отримані значення відстаней між дифракційними мінімумами +1-го і –1-го порядків  $\Delta_i = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1}$ , значення яких наведені в таблиці ДБ.1

Таблиця ДБ.1

**Результати експериментальних вимірювань**

$i$	1	2	3	4	5	6	7
$\Delta_i, \text{мм}$	5,3	5,1	5,1	5,2	5,2	5,3	5,1

Середнє арифметичне для виміряних значень становить:

$$\bar{\Delta}_l = \frac{1}{7} \sum_{i=1}^7 \Delta_i = 5,18 \text{ мм.}$$

Середньоквадратичне відхилення для вимірювальних величин обчислюється за допомогою розрахункової таблиці ДБ.2, де  $\delta_i = \Delta_i - \bar{\Delta}_l$

Таблиця ДБ.2

**Розрахункова таблиця**

$i$	1	2	3	4	5	6	7
$\delta_i, \text{мм}$	5,3	5,1	5,1	5,2	5,2	5,3	5,1
	0,12	-0,08	-0,08	0,02	0,02	0,12	-0,08
$(\delta_i)^2, \text{мм}^2$	0,0144	0,0064	0,0064	0,0004	0,0004	0,0144	0,0064

$$\sigma_{\Delta} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^7 (\delta_i)^2} = 0,09 \text{ мм.}$$

Максимальна похибка вимірювання може досягати значення

$$\Delta_{max} = \pm 3\sigma_{\Delta} = 0,027 \text{ мм.}$$

Знайдемо похибку визначення  $\bar{\Delta}_l$  при довірчій імовірності  $\beta=0,6$ .

Середньоарифметичне відхилення  $\bar{\Delta}_l$  становить:

$$\sigma_{\bar{\Delta}_l} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sigma_{\Delta} = 0,037 \text{ мм.}$$

Відносна довжина інтервалу  $t_\beta$  за значеннями довірчої імовірності  $\beta = 0,6$  і числом степенів свободи  $n-1=6$  за допомогою таблиці значень розподілу Стюдента [1Д] складає:

$$t_{0,6}=t_\beta=(0,6;6)=0,906.$$

Абсолютна похибка визначення  $\bar{\Delta}_l$  становить:

$$\Delta_{0,6} = t_{0,6} \sigma_{\bar{\Delta}_l} = 0,036 \text{ мм.}$$

Тобто, при  $\beta=0,6$   $\Delta = \bar{\Delta}_l \pm \Delta_{0,6} \approx 5,18 \pm 0,02 \text{ мм.}$

Довірчий інтервал складає:  $I_{0,6}(\Delta) = (5,16 < \Delta < 5,20) \text{ мм.}$

В якості тест-об'єкта було використано щілину шириною  $a = 30 \text{ мкм}$ , яка забезпечує якісну дифракційну картину, що наведена на рис. 4.8, а. За результатами вимірювань, що наведені в п. 4.3.1 була визначена відстань між першими мінімумами в дифракційній картині:

$$\bar{\Delta}_l = \Delta x_{3,\pm 1,min} = x_{3,min,+1} - x_{3,min,-1} = 5,18 \text{ мм.}$$

За формулою (ДБ.1) знаходимо середнє значення просторової частоти, яка відповідає положенню першого дифракційного мінімуму

$$\bar{\nu}_{x,min,1,e} = \frac{\bar{\Delta}_l}{2\lambda f} = \frac{5,18}{2 \cdot 0,532 \cdot 10^{-3} \cdot 135} = 36,1 \text{ мм}^{-1}.$$

Довірчий інтервал складає:

$$I_{0,6}(\bar{\nu}_{x,min,1,e}) = (36,0 < \nu_{x,min,1,e} < 36,3) \text{ мм}^{-1}.$$

Теоретично розрахована просторова частота першого мінімуму в дифракційній картині на щілині дорівнює

$$\nu_x = \frac{1}{a} = \frac{1}{30 \cdot 10^{-3}} = 33,3 \text{ мм}^{-1}.$$

[1Д] Міхеєнко Л.А. Метрологічна обробка результатів вимірювання: Методичні вказівки до самостійної роботи студентів напряму підготовки 6.051004 "Опtotехніка" [Текст] / Л.А. Міхеєнко, М.С. Рибалко // . – К.: НТУУ "КПІ", 2011.



## ДОДАТОК В

### ЗАТВЕРДЖУЮ

Директор-Головний конструктор  
КП СПБ «Арсенал»,  
член-кор. НАН України, д.т.н.,

 М.І. Лихоліт  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 року



### АКТ

використання результатів досліджень дисертаційної роботи Колобродова  
Микити Сергійовича «Підвищення ефективності когерентних оптичних  
спектроаналізаторів»

Комісія Казенного підприємства спеціального приладобудування  
«Арсенал» у складі: голови комісії – головного конструктора ОЕС космічного  
призначення, к.т.н. Тягура В.М. і членів комісії - провідного інженера, к.ф.-м.н.  
Клочко О. І. та інженера-конструктора 1 кат., к.т.н. Позднякова Д.В.  
розглянула матеріали дисертаційної роботи Колобродова М.С. «Підвищення  
ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів» і зробила такі  
висновки:

1. Отримані в дисертаційній роботі результати знайшли своє впровадження  
в науково-дослідній роботі «Аванпроект зі створення сканера надвисокої  
роздільної здатності. Складова частина: розробка матеріалів у частині  
когерентного цифрового оптико-електронного процесора (ЦОЕП) для обробки  
космічних знімків», контракт №5/6/29-17 НТУУ «КП ім. Ігоря Сікорського» з  
КП СПБ «Арсенал». Дисертант приймав безпосередню участь у виконанні цієї  
НДР.

2. В аванпроекті зі створення сканера надвисокої роздільної здатності  
були використані:

2.1. Аналітичні формули для розрахунку основних характеристик  
когерентного оптичного спектроаналізатора, а саме: робочого спектрального  
діапазону, просторової смуги пропускання, просторового спектрального

розділення.

2.2. Практичні рекомендації по вибору компонентів (освітлювальної системи, просторово-часового модулятора світла, ПЗЗ-матриці) для створення діючого макета оптичної системи обробки зображень.

3. Перспективним напрямком розробок на нашому підприємстві є запропонований дисертантом когерентний оптико-електронний цифровий процесор обробки зображень, отриманих за допомогою телевізійних або тепловізійних камер.

Голова комісії:

 Тягур В.М.

Члени комісії:

 Ключко О.І.

 Поздняков Д.В.